

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID



**Metrología óptica de frecuencias:
Síntesis, análisis y aplicación de
referencias ópticas**

TESIS DOCTORAL

por

Juan Galindo Santos

Licenciado en Físicas

Directores:

Pedro Corredra Guillén

Aitor Villafranca Velasco

Madrid, 2017

Para Alicia, Claudia
Y el pequeño Rafael

Agradecimientos

En el año 2008 recalé en el antiguo Departamento de metrología del Instituto de Física Aplicada, como técnico de laboratorio de calibración de Fibras ópticas, bajo la dirección del Dr. Pedro Corredera. Con él comencé a aprender los fundamentos y entresijos de una tecnología llena de retos excitantes que abordar como las fibras ópticas. Con el tiempo me propuso realizar la tesis doctoral compatibilizándolo con mi trabajo como técnico de laboratorio, siendo mis directores de tesis, él mismo y el Dr. Aitor V. Velasco. Y después de este periplo, me encuentro escribiendo finalmente los agradecimientos. A ellos les quiero mostrar mi primer agradecimiento.

Al Dr. Pedro Corredera por todas las lecciones aprendidas sobre las fibras ópticas, la metrología y la vida. También le agradezco la confianza que ha depositado en mí para llevar a cabo el trabajo de la presente tesis, así como la posibilidad que me ha brindado de asistir a congresos tanto nacionales como internacionales.

Al Dr. Aitor. V. Velasco, por toda la ayuda que me ha prestado tanto en el laboratorio como a la hora de la escritura, aplicando su buena pluma a la hora de la redacción de la presente tesis. También quiero agradecerle todo el apoyo moral que me ha prestado durante este tiempo.

Quiero agradecer a mi tutor en la Universidad Autónoma de Madrid, el Dr. Fernando Cussò, por su apoyo y toda la ayuda que me ha prestado; por el trato amable y cercano que me ha dispensado en este tiempo.

Deseo agradecer a Joaquin Campos y Juan Diego Ania, que han sido directores del Instituto de Óptica durante el tiempo de gestación de la tesis, por los momentos compartidos departiendo sobre lo divino y lo humano en las horas de café.

Quisiera también agradecer a Sonia Martín-López, Mercedes Alcón-Camas, Ana Carrasco-Sanz, Fernando Senent, Francisco Prieto y Pedro Salgado (Pedro Mex), por sus inestimables contribuciones a lo largo del desarrollo de la tesis. A Concepción Puli-do de Torres por darme ánimos y a Jose Luis de Miguel por el aliento y las largas tertulias sobre política, humanidades y la filosofía de la ciencia.

Desearía también agradecer a Héctor Alvarez-Martínez y a Carmen Vélez,

miembros del Real Observatorio de la Armada en San Fernando de Cádiz, por la contribución a los resultados expuestos en esta tesis.

También quiero agradecer a todos los compañeros del departamento, que no he citado anteriormente, por que me hacen muy fácil trabajar día a día con ellos. Que por no ser citados no se den por menos agradecidos.

En el aspecto económico, me gustaría agradecer la financiación del Ministerio Español de Ciencia e Innovación a través de los proyectos TEC2009-14423-C02-01, TEC2009-14423-C02-02, TEC2012-37958-C02-02 y TEC2012-37958-C02-01; al Ministerio de Economía y Competitividad de España a través de los proyectos TEC2014-57394-P, TEC2015-71127-C2-1-R, TEC2015-71127-C2-2-R y FIS2014-61633-EXP; a la Comunidad de Madrid a través de los proyectos FACTOTEM-2:S2009/ESP-1781, S2013/MIT-2790. Agradezco la financiación a EURAMET a través de los proyectos JRP IND14 FREQUENCY y JRP-i22 14IND13 Photind. El proyecto JRP-i22 14IND13 Photind ha recibido financiación del programa EMPIR, cofinanciado por los países participantes y el programa de investigación e innovación del Horizonte 2020 de la Unión Europea.

Para finalizar quiero agradecer el apoyo de mi familia. En especial el apoyo, la comprensión y la paciencia de mi mujer Alicia y mi hija Claudia. Muchas gracias por aguantar mis malos momentos durante este tiempo y por soportarme y apoyarme para poder finalizar esta tesis. Que sepáis que esta tesis es tanto vuestra como mía.

ÍNDICE DE CONTENIDOS

Resumen	1
Introducción y objetivos.....	5
1. El reto de medir el tiempo.....	5
2. Objetivos.....	6
3. Organización del presente documento	7
Capítulo1: Peines de frecuencias ópticas.....	11
1. Introducción histórica	11
2. Modelo teórico del peine de frecuencias	14
2.1. Fase portadora-envolvente.....	15
2.2. Espectro de frecuencias de un tren de pulsos	18
2.3. Estabilización de las componentes frecuencias	21
3. Aplicaciones de los peines de frecuencia en espectroscopía	24
4. Aplicaciones de los peines de frecuencia en el dominio del tiempo.....	26
5. Aplicaciones de los peines de frecuencia en metrología de frecuencias	27
5.1. Medida de frecuencias ópticas absolutas.....	27
5.2. Relojes atómicos ópticos	29
Bloque I:	
Capítulo 2: Desarrollo de relojes ópticos basados en celdas de absorción	33
1. Introducción	33
2. Desarrollo y caracterización de un reloj atómico de Rubidio.....	34
2.1. Estructura atómica del Rubidio	34
2.2. Diseño del reloj atómico de Rubidio	36
2.3. Caracterización espectroscópica de la celda.....	37
2.4. Estabilidad del reloj atómico desarrollado	41
3. Desarrollo y caracterización de un reloj óptico de cianuro de hidrógeno.....	42
3.1. Referencias frecuenciales en ventanas de comunicaciones ópticas.....	42
3.2. Calibración experimental de la celda de absorción	44
3.3. Resultados experimentales y cálculo de incertidumbres	44
3.4. Corrección por presión y temperatura	50
3.5. Montaje para la caracterización del reloj óptico.....	54
3.6. Caracterización de la señal del reloj óptico	55
4. Conclusiones	57
Capítulo 3: Síntesis de referencias ópticas monocromáticas mediante filtrado	
Brillouin de peines de frecuencia	61
1. Introducción	61
2. Principio de operación	62
3. Montaje experimental	64
3.1. Generación.....	64
3.2. Filtrado	65
3.3. Detección.....	66
4. Resultados.....	67
4.1. Ancho de línea y estabilidad.....	67
4.2. Sintonización y filtrado	69
5. Conclusiones.....	73

Bloque II:

Capítulo 4: Calibración de medidores de longitud de onda	77
1. Introducción	77
2. Funcionamiento del medidor de longitud de onda.....	78
3. Técnica de calibración y fuentes de incertidumbre.....	81
4. Montaje experimental	84
5. Resultados y análisis de incertidumbres	85
5.1. Banda C (1531 nm y 1541 nm)	85
5.1.1. Medidas preliminares.....	85
5.1.2. Calibración de los láseres de referencia	86
5.1.3. Calibración de los medidores de longitud de onda	87
5.2. Calibración a 780 nm.....	89
5.3. Operación sostenida.....	90
6. Conclusiones.....	92
Capítulo 5: Calibración de interrogadores de redes de Bragg.....	97
1. Introducción	97
2. Principio de operación de los sensores basados en redes de Bragg en fibra....	98
2.1. Introducción.....	98
2.2. Funcionamiento de las redes de Bragg como sensores.....	99
2.3. Esquemas de detección de la longitud de onda de Bragg.....	102
3. Esquemas propuestos para la calibración de interrogadores.....	103
3.1. Método 1: Red de Bragg simulada	103
3.2. Método 2: Celdas de absorción	105
4. Demostración experimental	106
4.1. Dispositivos bajo análisis	106
4.2. Método 1: Red de Bragg simulada	106
4.3. Método 2: Celdas de absorción	107
5. Resultados y discusión.....	108
5.1. Método 1: Red de Bragg simulada	108
5.2. Método 2: Celdas de absorción	110
6. Conclusiones.....	112
Conclusiones.....	117
Anexo I: Caracterización de fuentes láser con un peine de frecuencias.....	121
1. Introducción	121
2. Determinación de los signos de la frecuencia de offset y de batido	122
3. Determinación del orden N del modo	125
Anexo II: El peine de frecuencias del Instituto de Óptica “Daza de Valdés”	131
1. Introducción	131
2. El láser de femtosegundos	132
3. Estabilización del peine de frecuencias ópticas	136
3.1. Introducción.....	136
3.2. Estabilización de la f_{rep} del peine de frecuencias ópticas	136
3.2.1. El módulo de detección de fase (PHD110).....	137
3.2.2. El módulo de medida (MB110)	137
3.2.3. El módulo regulador (PID110)	138
3.2.4. El módulo de control del motor (MC110)	139

3.2.5.	El sintetizador de frecuencias (DDS120).....	140
3.3.	Estabilización de la f_0 del peine de frecuencias.....	141
3.3.1.	Unidad electrónica de amplificación (OFD100).....	143
3.3.2.	El detector de fase digital (DXD200)	144
3.3.3.	La unidad de realimentación (PIC210).....	144
4.	El contador de frecuencias (FXM50).....	145
5.	Unidad de suministro de señales de radiofrecuencia (RFD10).....	146
6.	Las unidades de batido.....	147
6.1.	La unidad de detección de batido en aire BDU-FS	147
6.2.	La unidad de detección de batido todo en fibra BDU-OF	149
6.3.	La unidad electrónica de amplificación BFD100	149
Referencias		151
Acrónimos		171
Publicaciones.....		175

Resumen

La continua demanda de mejores prestaciones en las áreas de comunicaciones y sensado ópticos ha llevado al desarrollo de equipos progresivamente más precisos y complejos. Como consecuencia de estos avances, se hacen necesarias técnicas de calibración de alta calidad, capaces de proporcionar precisión y trazabilidad a equipamiento óptico cada vez más exigente. La presente tesis contribuye a cubrir estos requerimientos crecientes proporcionando patrones de frecuencias ópticas de alta calidad, y demostrando su viabilidad al aplicar dichos patrones a la calibración de equipos comerciales para comunicaciones y sensado.

En particular, se han sintetizado referencias frecuenciales centradas en la longitud de onda de 780 nm y en la 3ª y 4ª ventanas de comunicaciones ópticas. La síntesis de la referencia a 780 nm se ha llevado a cabo desarrollando un reloj atómico óptico basado en una celda de rubidio atómico, con saturación mediante haz auxiliar contra-propagante. Por su parte, las referencias en 3ª y 4ª ventanas se han conseguido por dos medios: mediante anclaje a una celda de absorción molecular, y mediante filtrado Brillouin de un peine de frecuencias ópticas auto-referenciado.

Las nuevas referencias desarrolladas se han aplicado a la calibración de equipamiento óptico para comunicaciones y sensado. En primer lugar se han calibrado dos medidores de longitud de onda, obteniendo incertidumbres sólo limitadas por la resolución de cada equipo. La precisión proporcionada permitió corregir degradaciones por cambios ambientales durante operación sostenida. En segundo lugar, se han propuesto y demostrado experimentalmente dos métodos para la calibración de interrogadores de redes de Bragg, realizándose estudios pormenorizados de sus fuentes de incertidumbre.

En su conjunto, la presente tesis proporciona avances significativos en la provisión y aplicación de referencias ópticas trazables de alta estabilidad, un reto continuo cuya resolución resulta fundamental para sacar el máximo partido a las nuevas tecnologías ópticas.

Introducción y objetivos

1. El reto de medir el tiempo
2. Objetivos
3. Organización del presente documento

Introducción y objetivos

1. El reto de medir el tiempo

Desde los inicios de la humanidad, la comprensión y caracterización del paso del tiempo ha sido fundamental para la supervivencia, organización y desarrollo de la sociedad. Los primeros patrones, basados en meras observaciones ambientales como los ciclos día-noche o los cambios estacionales, pronto dieron paso a diversas herramientas de base tecnológica capaces de proporcionar información más detallada sobre la evolución de la jornada, como relojes solares, de agua y, posteriormente, mecánicos [McCarthy'09]. Desde entonces, las necesidades tecnológicas y sociales han dado lugar al desarrollo de patrones de tiempo y frecuencia cada vez más precisos y estables. En la actualidad, los relojes atómicos se encuentran de manera ubicua en numerosos campos de nuestra tecnología, proporcionando incertidumbres relativas para tiempos largos de hasta 10^{-14} en el caso del reloj de cesio (Cs) [Essen'55, Wynands'05].

Sin embargo, la frecuencia de operación de los relojes atómicos se encuentra en el rango de las microondas (9,2 GHz para el Cs y 6,8 GHz para el rubidio (Rb)) [Ovchinnikov'11, Micalizio'12], dificultando gravemente su aplicación en el campo de las comunicaciones ópticas. Inicialmente, la conversión entre ambos rangos frecuenciales se realizó mediante complejas cadenas armónicas [Schnatz'96, Udem'97, Weiss'00], limitadas a la síntesis de una única frecuencia y con graves dificultades de instalación y sincronización. En la primera década del presente siglo, el desarrollo del peine de frecuencias ópticas (OFC, del inglés *Optical Frequency Comb*) supuso una revolución en la medida del tiempo y la frecuencia, al conectar en un sólo paso el rango de las frecuencias ópticas y el de las microondas [Cundiff'03], conservando el mismo nivel de precisión. En reconocimiento del impacto fundamental de esta tecnología, J. L. Hall y T. W. Hänsch recibieron el Premio Nobel de Física en 2005 [Hall'06, Hänsch'06].

El impacto de los OFCs no se ha circunscrito a un único campo de la ciencia. Por ejemplo, en el campo de la espectroscopía atómica y molecular, ha permitido la determinación simultánea y precisa de estructuras atómicas globales y de sus dinámicas [Hänsch'13]. También ha resultado revolucionario en aplicaciones en el dominio del tiempo como en microscopía CARS (*Coherent Anti-Stokes Raman Scattering*) [Volkmer'01], o en el control de efectos de interferencia cuántica entre dos absorciones de un sistema atómico o molecular [Yin'92, Haché'97]. Además, ha permitido comprobar la validez de teorías físicas [Beauvoir'00, Biesheuvel'16, Hils'90, Schob'99]. Sin embar-

go, el área científica más afectada por los OFCs ha sido sin duda la metrología de frecuencias ópticas, convirtiéndose en una herramienta fundamental para la medida absoluta de frecuencias [Margolis'03], la síntesis de frecuencias ópticas [Cundiff'01, Jost'02, Schibli'05] o el desarrollo de relojes atómicos ópticos [Ye'01, Diddams'04, Stalnaker'07].

En la actualidad, el continuo avance de los equipos ópticos para comunicaciones y sensado plantea retos crecientes a la hora de cubrir su necesidad de calibración en tiempo y frecuencia. La presente tesis pretende cubrir estas necesidades tecnológicas mediante la síntesis de referencias ópticas de alta calidad y su aplicación a la calibración absoluta de equipamiento óptico.

2. Objetivos

Dentro del marco descrito, podemos agrupar los objetivos de la tesis en dos bloques principales:

- 1) Síntesis y caracterización de referencias ópticas de alta calidad para metrología de frecuencias.
 - i) Desarrollo de un reloj atómico de Rubidio centrado en 780 nm, utilizando esquemas de saturación mediante haces contrapropagantes para aumento de precisión.
 - ii) Caracterización de una celda mezcla de tres gases ($\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$), como referencia frecuencial en la tercera y cuarta ventanas de comunicaciones ópticas.
 - iii) Desarrollo de un sistema sintonizable de síntesis de referencias ópticas monocromáticas mediante filtrado Brillouin de un peine de frecuencias.
- 2) Aplicación de las referencias frecuenciales desarrolladas en la calibración de equipos ópticos para comunicaciones y sensado.
 - i) Calibración de alta precisión de medidores de longitud de onda comerciales, utilizando el peine de frecuencias como referencia.
 - ii) Desarrollo de un primer método de calibración para interrogadores de redes de Bragg, basado en filtros ópticos y en los medidores de longitud de onda previamente calibrados.

- iii) Desarrollo de un segundo método de calibración para interrogadores de redes de Bragg, basado en las celdas caracterizadas.

3. Organización del presente documento

El primer capítulo de esta tesis proporciona una visión general del desarrollo histórico de los peines de frecuencias, así como sus aplicaciones más relevantes, con particular énfasis en el área de la metrología de frecuencias.

El segundo capítulo explora las prestaciones de las celdas de absorción para la implementación de referencias ópticas. En particular, se presenta el diseño y caracterización de un reloj atómico de Rubidio a 780 nm, y la evaluación de una celda con una mezcla de tres gases, en el rango de la 3^a y 4^a ventanas de comunicaciones ópticas.

En el tercer capítulo se presenta un esquema sintonizable para la síntesis de referencias frecuenciales monocromáticas de alta estabilidad, mediante filtrado Brillouin estimulado de peine de frecuencias.

El cuarto capítulo muestra la aplicación experimental de las referencias ópticas desarrolladas en la calibración absoluta de dos medidores de longitud de onda comerciales de uso habitual en el área de las comunicaciones ópticas.

El quinto capítulo presenta el diseño y demostración experimental de dos sistemas de calibración frecuencial para interrogadores de redes de Bragg.

Finalmente, en los anexos I y II se detallan, respectivamente, el procedimiento de caracterización de fuentes láser con un peine de frecuencias y la estructura y particularidades del peine utilizado en la presente tesis.

Capítulo 1:

Peines de frecuencias ópticas

1. Introducción histórica
2. Modelo teórico del peine de frecuencias
 - 2.1 Fase portadore-envolvente
 - 2.2 Espectro de frecuencias de un tren de pulsos
 - 2.3 Estabilización de las componentes frecuencias
3. Aplicaciones de los peines de frecuencia en espectroscopía
4. Aplicaciones de los peines de frecuencia en el dominio del tiempo
5. Aplicaciones de los peines de frecuencia en metrología de frecuencias
 - 5.1 Medida de frecuencias ópticas absolutas
 - 5.2 Relojes atómicos ópticos

Capítulo 1: Peines de frecuencias ópticas

1. Introducción histórica

La revolución que ha supuesto el OFC para la metrología de frecuencias sólo puede ser entendida cuando se compara con las tecnologías anteriores para la medida de frecuencias en el rango óptico. Durante mucho tiempo, la conversión de patrones de radiofrecuencias (por ejemplo basados en Cs o Rb) al rango óptico se realizaba mediante cadenas de frecuencias armónicas [Carr'02] estabilizadas mediante complejos conjuntos de PLLs (*Phase-Lock Loop*) [Gardner'05]. Algunos ejemplos clásicos de cadenas de frecuencia armónicas incluyen la desarrollada en el PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt*) con el objetivo de medir las transiciones de 657 nm del Ca y 3,39 μm del CH₄ [Weiss'00]; la desarrollada por Evenson en el NBS (*National Bureau of Standards*), actualmente NIST (*National Institute of Standards and Technology*) [Evenson'73]; o la desarrollada por Udem en el Instituto de óptica Max Planck basada en el concepto de división de intervalo [Udem'97].

Las cadenas de frecuencia armónicas presentan varios inconvenientes. Son montajes muy específicos que únicamente son útiles para la medida de frecuencias ópticas en el rango de unas pocas decenas de GHz. Son, además, diseños técnicamente complejos y delicados, ya que requieren la estabilización de frecuencias en varias etapas con

tecnologías diferentes. También ocupan un gran espacio, y son costosos y complicados de manipular. La aplicación de los generadores espectrales de peines desarrollados por Kourogi [Kourogi'93], permitió a Huber [Huber'98] simplificar la cadena de frecuencia armónica de Udem, pero las mejoras seguían siendo insuficientes.

Los OFCs solucionaron todas estas limitaciones, conectando el rango de las microondas y el rango de frecuencias ópticas en un sólo paso [Diddams'00]. Esto se consiguió mediante conjuntos equi-espaciados de líneas espectrales, generados por láseres de modo anclado. Sin embargo, para lograrlo tuvieron que superarse numerosas barreras tecnológicas. El desarrollo de los láseres pulsados empieza con la aparición del primer láser de estado sólido de rubí realizado por Ted Mainman [Mainman'60]. A partir de este punto surgieron dos corrientes de investigación con objetivos diferentes. Por una parte, diversos grupos de investigación centraron su interés en mejorar la estabilidad de la frecuencia de emisión de láseres de baja potencia (por debajo del milivatio), desarrollando técnicas de estabilización que han permitido alcanzar estabilidades por debajo del hertzio [Drever'83, Young'99, Träger'07]. Por otra parte, se empezaron a buscar métodos para aumentar la potencia de emisión. Pero dado que la energía almacenada como radiación en el medio láser está inevitablemente limitada, este aumento de potencia sólo era posible reduciendo la duración de pulso.

El primer láser de modos anclados desarrollado fue un láser de He-Ne con anclado activo [Hargrove'64]. Este método de anclado se basa en la modulación de las pérdidas dentro de la cavidad láser mediante un modulador (por ejemplo electro-óptico) en sincronía con el tiempo de vuelo dentro de la cavidad [Paschotta'08]. La máxima potencia del pulso atraviesa el modulador en el momento en el que las pérdidas son mínimas, aumentando las pérdidas en el momento que pasan las colas del pulso. La ventaja de este método es que la tasa de repetición de pulsos puede ser elegida con cierta libertad dentro de los límites impuestos por la geometría particular de diseño, pero presenta un límite en la duración de los pulsos emitidos de decenas de picosegundos.

A principios de los años 70, Ippen desarrolló el primer láser de modos anclados pasivo mediante la introducción en la cavidad láser de un absorbente saturable [Ippen'72a], proporcionando pulsos de 1,5 ps de duración. En el método de anclado de modos pasivo, la modulación de las pérdidas dentro de la cavidad es realizada por un absorbente saturable (real o efectivo) [Sutherland'03]. Este mecanismo permite la generación de pulsos más cortos que en el caso del método de anclado activo, debido a que cuanto menor es la duración de los pulsos, más rápida es la modulación de las pérdidas.

A partir de Ippen se sucedieron los avances en la tecnología de los láseres pulsa-

dos, con progresivas reducciones en la duración de los pulsos, y el consiguiente aumento de su anchura espectral. El más relevante de estos avances fue el desarrollo del anclado de modos por efecto Kerr sobre un láser de Ti:zafiro realizado por Spence [Spence'91]. La duración de los pulsos generados por un láser de este tipo se encuentra limitado por dos factores principalmente: la finitud del producto ganancia-anchura de banda del material láser y la dispersión dentro de la cavidad. En el caso del diseño propuesto por Spence, la duración de los pulsos que emitía el láser era de 60 fs, llegando a potencias de pico de 90 kW cuando la dispersión en el interior de la cavidad era compensada mediante una secuencia de dos prismas. Sucesivos refinamientos de las características ópticas y geométricas de los prismas compensadores de dispersión y de su disposición espacial redujeron progresivamente las duraciones de los pulsos [Huang'92, Proctor'92, Lemoff'92, Curley'93]. La mínima duración de pulso alcanzada utilizando el método de compensación de la dispersión dentro de la cavidad láser mediante un par de prismas fue obtenida por Asaki [Asaki'93], con pulsos ópticos de 11 fs. La obtención de pulsos por debajo de los 10 fs requería de una mejora del nivel de compensación de la dispersión en la cavidad, que llegó con el desarrollo de los espejos compensadores (*double-chirped mirrors*) diseñados por Kärtner [Kärtner'97]. Su aplicación al diseño de los láseres de Ti:Zafiro permitió reducir el pulso emitido hasta los 6,5 fs [Jung'97], valor que posteriormente Morgner consiguió reducir al obtener pulsos de anchura por debajo de los 5,4 fs [Morgner'99].

Sin embargo, esta drástica reducción en la duración de los pulsos emitidos por los láseres pulsados seguía sin proporcionar la anchura espectral de una octava requerida por la estabilización propuesta por Telle [Telle'99], fundamental para permitir el uso metrológico de los peines (este requisito se explica en detalle en el epígrafe 2.3). El fenómeno de autoensanchamiento espectral (también conocido como generación de supercontinuo) era un efecto bien conocido, producido fundamentalmente por un efecto no lineal denominado automodulación de fase (SPM, del inglés *Self-Phase Modulation*) [Boyd'08]. Sin embargo, no existía ninguna evidencia experimental de que durante la generación del supercontinuo, todas las frecuencias que constituían el peine mantuvieran la misma relación de frecuencias que en el pulso original. Esta evidencia experimental fue obtenida por Bellini y Hänsch mediante división de trenes de pulsos generados por un láser Ti:zafiro en dos haces, posteriormente enfocados en un cristal no lineal de CaF_2 [Bellini'00].

El último reto a superar fue la necesidad de incrementar la potencia de pico para permitir la generación de supercontinuo. En el año 2000, Ranka desarrolló un método nuevo de obtención de un espectro continuo en el visible, utilizando fibras microestructuradas en las cuales se incorporaban orificios de aire [Ranka'00]. En ese mismo año,

Birks demostró que el supercontinuo podía ser obtenido utilizando fibras estranguladas [Birks'00]. Partiendo de este espectro ensanchado, Jones implementó el método de autotreferencia discutido por Telle, permitiendo referenciar las componentes frecuenciales del peine a un reloj atómico [Jones'00]. La estabilización de la fase portadora-envolvente, permitió finalmente ser usados los OFCs como una “regla” para la medida absoluta de frecuencias ópticas. Este desarrollo fue inmediatamente verificado con la medida de la frecuencia de la emisión a 282 THz de un láser de Nd:YAG estabilizado en Yodo [Diddams'00]. Desde entonces, las distintas variantes de los OFCs, incluyendo aquellos basados en láseres de Ti:Zafiro [Diddams'01] y en resonadores de fibra dopada con erbio (Er) e iterbio (Yb) [Rauschenberger'02, Adler'04] se han convertido en una herramienta imprescindible en numerosas aplicaciones de metrología y espectroscopía.

2. Modelo teórico del peine de frecuencias

Los OFCs consisten en trenes de pulsos ópticos ultracortos (en el rango de picosegundos a femtosegundos) emitidos por un láser de modos anclados, con una relación de fase fija entre todos sus modos longitudinales [Ye'05]. Los parámetros que caracterizan el tren de pulsos en el dominio temporal son la potencia de pico (P_{pico}); la duración del pulso (τ_p); la forma, determinada por la dispersión del medio láser o posibles efectos no lineales; y el periodo de emisión (T) relacionado con la longitud de la cavidad del láser. Si analizamos esta misma estructura en el dominio frecuencial, se obtiene un conjunto discreto de líneas espaciadas regularmente a lo largo del espectro de emisión (Figura 1), también denominadas “dientes”.

La frecuencia absoluta de cada uno de los dientes está definida por el valor de dos frecuencias en el rango de las microondas: la frecuencia de repetición (f_{rep}) y la frecuencia de offset (f_0). La frecuencia de repetición define la separación entre dos modos adyacentes del peine, y es inversamente proporcional al periodo de emisión. La frecuencia de offset define la diferencia entre el primer modo del peine y el origen de frecuencias, y está relacionada con los efectos dispersivos del material que produce la radiación láser. Por lo tanto, la frecuencia de cada uno de los modos vendrá descrita por la ecuación siguiente:

$$f_N = N \cdot f_{rep} + f_0 \quad (1.1)$$

donde N es el índice de modo, que indica su posición dentro de la estructura del peine y f_N representa la frecuencia del modo N . La anchura del espectro en la que se encuentran estos dientes se relaciona de forma inversa con la anchura de pulso τ_p , de forma que a

menor anchura de pulso mayor será la anchura espectral.

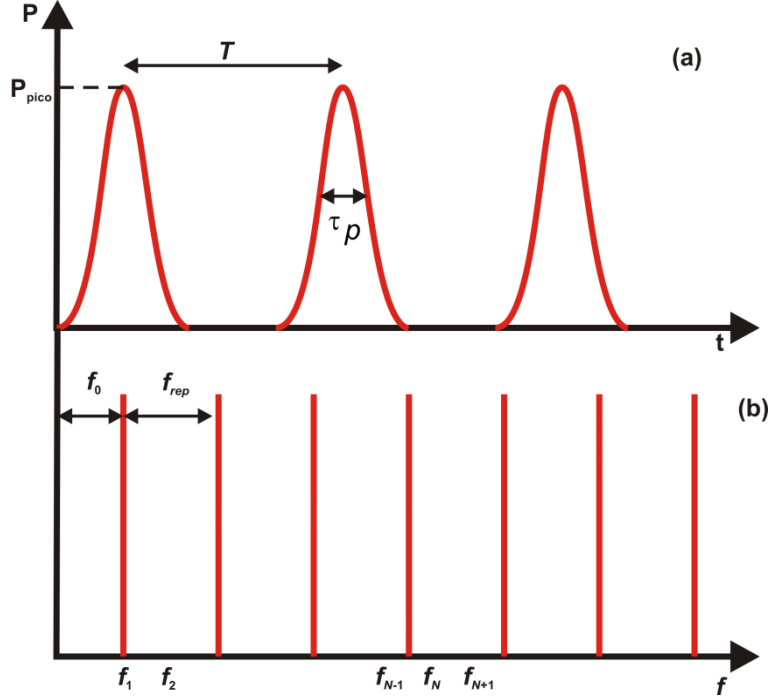


Figura 1: (a) Sucesión de pulsos ópticos emitidos por un láser de modos anclados. (b) Representación en el espacio de la frecuencia del mismo tren de pulsos.

Esta correlación matemática entre la representación en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia de la emisión de un láser de modos anclados se observó experimentalmente primero por Teets [Teets'77] al estudiar la transición 3S-5S del sodio y luego por Ferguson [Ferguson'78] al estudiar la transición 3S-4D del mismo material usando un láser de colorante pulsado.

2.1. Fase portadora-envolvente

Para explicar la estructura espectral de los OFCS, es necesario definir la fase portadora-envolvente (ϕ_{CE}) [Cundiff'02], determinada por la diferencia de fase entre el pico de la envolvente y el pico más próximo de la onda portadora (Figura 2). Consideremos la descomposición de un pulso electromagnético ($E_p(t)$) en una onda envolvente ($E_e(t)$) y una onda portadora sinusoidal de frecuencia ω_c , definida habitualmente como la frecuencia central del espectro de emisión del laser:

$$E_p(t) = E_e(t) \exp[i(\omega_c t + \phi_{CE})] \quad (1.2)$$

Con esta descomposición del pulso, se puede definir para cada una de esas dos ondas una velocidad de propagación en un medio: la velocidad de fase v_p , asociada a la onda portadora, y la velocidad de grupo v_g , asociada a la envolvente. En medios no dispersivos (medios en los cuales el índice de refracción es independiente de la longitud de onda) se cumple que ambas velocidades son iguales. Por contra, en los medios dispersivos, como es el caso del material láser, estas dos velocidades son diferentes. Esto provoca que la fase portadora-envolvente varíe de un pulso al siguiente.

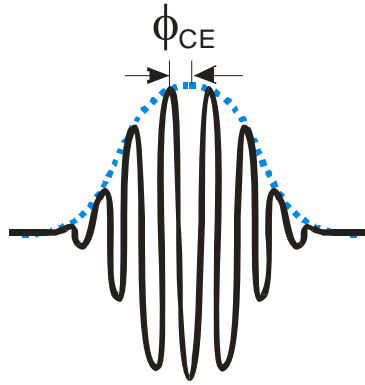


Figura 2: Descomposición del pulso en onda portadora y envolvente.

Las frecuencias permitidas en una cavidad láser vienen dados por la fórmula de Fabry-Perot:

$$\omega_M = \frac{2\pi c}{nL} M \quad (1.3)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, n es el índice de refracción y L es la distancia recorrida por la luz dentro de la cavidad en una vuelta, igual al doble de la longitud física de la cavidad. El índice M es un entero que indica el orden de la frecuencia. El vector de onda k se puede desarrollar en serie de Taylor:

$$k = k_c + \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_c} (\omega - \omega_c) + \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_c} (\omega - \omega_c)^2 + \dots \quad (1.4)$$

donde k_c es el vector de onda de la frecuencia ω_c .

En primera aproximación, consideraremos el caso en que la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) neta en la cavidad de un láser de modos anclados sea nula, es

decir, que las derivadas de órdenes segundo y superiores en el desarrollo (1.4) son nulas, y que la derivada primera del vector de onda respecto a la frecuencia angular es constante. La inversa de esta primera derivada define la velocidad de grupo del pulso:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_c} &= \frac{1}{v_g} = \text{cte} \\ \left(\frac{\partial^i k}{\partial \omega^i} \right)_{\omega=\omega_c} &= 0 \quad i > 1 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Sustituyendo la expresión (1.5) en (1.4) obtenemos que el vector de onda depende linealmente con la frecuencia angular adoptando la siguiente forma:

$$k(\omega_M) = k_c + \frac{1}{v_g}(\omega_M - \omega_c) = k_0 + \frac{1}{v_g}\omega_M \quad (1.6)$$

donde k_0 se ha definido como

$$k_0 = k_c - \frac{1}{v_g}\omega_c \quad (1.7)$$

Así pues, el índice de refracción vendrá expresado como:

$$n = \frac{ck}{\omega_M} = c \left(\frac{1}{v_g} + \frac{k_0}{\omega_M} \right) \quad (1.8)$$

Introduciendo la expresión (1.8) en la expresión (1.3), tenemos que las frecuencias posibles en la cavidad láser están dados por la siguiente fórmula:

$$\omega_M = \frac{2\pi v_g}{L}M - k_0 v_g \quad (1.9)$$

La expresión (1.9) muestra que, en el caso en que se introduce la dispersión en el índice de refracción, las frecuencias angulares permitidas dentro de la cavidad resonante del láser se encuentran desplazadas en una cantidad $-k_0 v_g$. Teniendo en cuenta que v_g/L es el inverso del tiempo de vuelo de la luz dentro de la cavidad, (1.9) se reescribirá como sigue:

$$\omega_M = M \frac{2\pi}{T} - k_0 v_g = M\omega_{rep} - k_0 v_g \quad (1.10)$$

O reescrito en frecuencia:

$$f_M = M \cdot f_{rep} - \frac{k_0 v_g}{2\pi} \quad (1.11)$$

Comparando esta ecuación con la ecuación (1.1) tenemos que la frecuencia de offset es:

$$f_0 = -\frac{k_0 v_g}{2\pi} \quad (1.12)$$

La diferencia de fase que se produce entre la portadora ω_c y la envolvente después de completar una vuelta dentro de la cavidad está dada en función de la velocidad de fase y de grupo por la expresión [Jackson'99]:

$$\phi_{CE} = \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p} \right) L \omega_c \quad (1.13)$$

Por otra parte, dado que la velocidad de fase de la onda portadora es igual a ω_c/k_c , sustituyendo en (1.7), se puede escribir k_0 de la siguiente forma:

$$k_0 = \omega_c \left(\frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{\phi_{CE}}{L} \quad (1.14)$$

en donde hemos introducido la expresión (1.13). Sustituyendo en la ecuación (1.12) y teniendo de nuevo en cuenta que $f_{rep} = v_g/L$, se obtiene que f_0 depende de la fase portadora-envolvente según la expresión:

$$f_0 = \frac{\phi_{CE} v_g}{2\pi L} = \frac{\phi_{CE} f_{rep}}{2\pi} \quad (1.15)$$

En conclusión, la dispersión del medio produce saltos en la fase portadora-envolvente de un pulso al siguiente. Cuando las derivadas de órdenes superiores del vector de onda con respecto a ω son cero, el cambio en ϕ_{CE} entre dos pulsos consecutivos es un valor fijo. Cuando alguna de estas derivadas no son nulas, la fase ϕ_{CE} no varía de forma constante de un pulso al siguiente, haciendo que la frecuencia de offset sea aleatoria.

2.2. Espectro de frecuencias de un tren de pulsos

Consideremos en un primer momento un oscilador sin dispersión. Es decir, consideremos que la fase portadora-envolvente no varía entre pulsos, siendo por lo tanto di-

chos pulsos idénticos entre sí. Este tren de pulsos $E(t)$ se puede representar matemáticamente como:

$$E(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} E_p(t - jT) \quad (1.16)$$

donde T es el tiempo entre pulsos y j es un número entero que indica el número del pulso. Dado la periodicidad de la ecuación (1.16) podemos representarla en forma de serie de Fourier, utilizando un sumatorio de Poisson [Kammler'08].

$$\begin{aligned} E(t) &= \sum_{j=-\infty}^{\infty} E_p(t - jT) = \sum_{N=-\infty}^{\infty} \frac{1}{T} \tilde{E}_p(N/T) \exp[2\pi i N t / T] \\ &= \sum_{N=-\infty}^{\infty} \frac{1}{T} \tilde{E}_p(\omega_N) \exp[2\pi i \omega_N t] \end{aligned} \quad (1.17)$$

donde hemos denotando $\omega_N = N/T$. En esta ecuación $\tilde{E}_p(\omega_N)$ es la transformada de Fourier de la función $E_p(t)$ y N es el índice de la frecuencia. El conjunto de valores ω_N obtenidos de la ecuación (1.17) representa un espectro, el cual consiste en un peine de frecuencias discretas separadas una distancia en frecuencia que es igual al inverso del tiempo de vuelo de la radiación dentro de la cavidad. A este valor se le denomina frecuencia de repetición del peine, y se define como $f_{rep} = 1/T$. Cada una de las líneas que constituyen el peine tiene una amplitud que vendrá determinada por la transformada de Fourier de la función que define un pulso aislado, esto es, por el valor $\tilde{E}_p(\omega_N)$.

Incluyamos ahora en el desarrollo anterior la posibilidad de que la fase portadora-envolvente varíe de un pulso al siguiente. Para describir las consiguientes variaciones entre pulsos, reescribimos la expresión (1.16), sustituyendo la fase portadora-envolvente por una expresión dependiente del número del pulso dentro del tren. Suponiendo que la variación de la fase portadora-envolvente entre pulsos consecutivos es un valor fijo ($\Delta\phi_{CE}$), la fase portadora-envolvente del j -ésimo pulso del tren podrá escribirse como:

$$\phi_{CE} = j\Delta\phi_{CE} + \phi_0 \quad (1.18)$$

donde ϕ_0 es la fase portadora-envolvente inicial. Así pues, para el pulso j -ésimo, la expresión del campo eléctrico será:

$$\begin{aligned} E_p(t - jT) &= E_e(t - jT) \exp[i(\omega_c(t - jT) + (j\Delta\phi_{CE} + \phi_0))] \\ &= E_e(t - jT) \exp[i(\omega_c t + j(\Delta\phi_{CE} - \omega_c T) + \phi_0)] \end{aligned} \quad (1.19)$$

y por tanto, el campo eléctrico para el tren de pulsos se obtendrá sustituyendo (1.19) en (1.16), resultando:

$$E(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} E_e(t - jT) \exp[i(\omega_c t + j(\Delta\phi_{CE} - \omega_c T) + \phi_0)] \quad (1.20)$$

Una vez que tenemos la función que define nuestro tren de pulsos, podemos calcular la transformada de Fourier para obtener el espectro correspondiente. De esta forma, $E(\omega)$ vendrá dado por la siguiente integral:

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \int \sum_{j=-\infty}^{\infty} E_e(t - jT) \exp[i(\omega_c t + j(\Delta\phi_{CE} - \omega_c T) + \phi_0)] \exp[-i\omega t] dt \\ &= \sum_{j=-\infty}^{\infty} \exp[i(j(\Delta\phi_{CE} - \omega_c T) + \phi_0)] \int E_e(t - jT) \exp[-i(\omega - \omega_c)t] dt \end{aligned} \quad (1.21)$$

La integral que aparece en (1.21) es la transformada de Fourier de la envolvente. Aplicando el teorema del desplazamiento para la transformada de Fourier, podemos escribir dicha integral como:

$$\int E_e(t - jT) \exp[-i(\omega - \omega_c)t] dt = \exp[-i(\omega - \omega_c)jT] \tilde{E}_e(\omega - \omega_c) \quad (1.22)$$

Sustituyendo (1.22) en (1.21), la transformada de Fourier del campo eléctrico del tren de pulsos es:

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \sum_{j=-\infty}^{\infty} \exp[i(j(\Delta\phi_{CE} - \omega_c T) + \phi_0)] \exp[-i(j(\omega - \omega_c)T)] \tilde{E}_e(\omega - \omega_c) \\ &= \exp[i\phi_0] \tilde{E}_e(\omega - \omega_c) \sum_{j=-\infty}^{\infty} \exp[i(j\Delta\phi_{CE} - j\omega T)] \end{aligned} \quad (1.23)$$

Dado que la transformada de Fourier de una delta de Dirac, $\delta(t)$, es una constante; y aplicando la expresión de la suma de Poisson (1.17) a la inversa; tenemos que la expresión (1.23) puede expresarse como:

$$E(\omega) = \exp[i\phi_0] \tilde{E}_e(\omega - \omega_c) \sum_{M=-\infty}^{\infty} \delta(\Delta\phi_{CE} - \omega_c T - 2\pi M) \quad (1.24)$$

Finalmente, la expresión (1.24) representa un espectro compuesto por un conjunto de modos discretos cuyas frecuencias están dadas por el peine de deltas de Dirac. Las frecuencias de cada uno de los modos (ω_M) seguirá la relación

$$\omega_M = M \frac{2\pi}{T} - \frac{\Delta\phi_{CE}}{T} \quad (1.25)$$

o en términos de frecuencia (f_M)

$$f_M = M \cdot f_{rep} - \frac{\Delta\phi_{CE} f_{rep}}{2\pi} = M \cdot f_{rep} + f_0 \quad (1.26)$$

donde se ha definido la frecuencia de offset, f_0 , como

$$f_0 = -\frac{\Delta\phi_{ce} f_{rep}}{2\pi} \quad (1.27)$$

Así pues, la evolución de la fase portadora-envolvente sobre el OFC supone el desplazamiento de todos los dientes del peine solidariamente respecto del origen de frecuencias en una cantidad igual a la frecuencia f_0 .

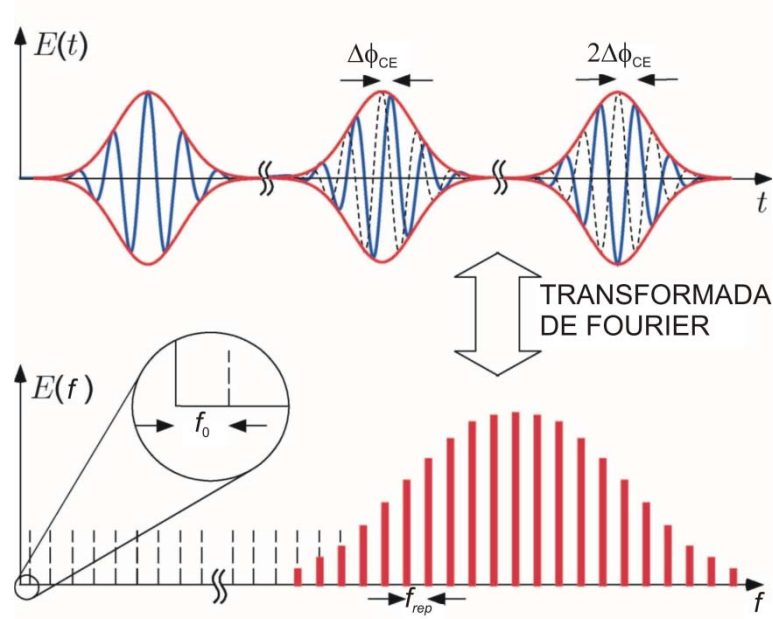


Figura 3 Representaciones de la emisión de un láser de modos anclados en el dominio del tiempo y de la frecuencia y la relación entre ambas representaciones.

2.3. Estabilización de las componentes frecuencias

De forma natural, el peine emitido por un láser pulsado no es estático, ya que tanto f_{rep} como f_0 no son constantes. La variación de f_{rep} provoca que los modos se alejen o aproximen entre sí, mientras que la variación de f_0 produce un movimiento del conjun-

to de todo el peine hacia la derecha o hacia la izquierda sin afectar a la separación de modos. Para utilizar un OFC con fines metrológicos, es por tanto necesario estabilizar ambas frecuencias. Puesto que ambas se encuentran en el rango de las microondas, pueden ser medidas mediante equipos comunes dentro del campo de las microondas [Webster'14].

La estabilización de f_{rep} es la más inmediata. La diferencia entre el valor objetivo y el valor instantáneo de f_{rep} es medida con un detector de fase. Esta diferencia se introduce en un bucle de realimentación PLL [Gardner'05], el cual genera una señal de respuesta que adapta la longitud de la cavidad láser en consecuencia. La estabilización de f_0 es más complicada, ya que requiere un batido heterodino de dos armónicos procedentes de dos regiones diferentes del espectro de frecuencias del láser [Telle'99].

Consideremos dos modos del peine, N y M con $M > N$. Las frecuencias de estos dos modos estarán definidas según las ecuaciones:

$$\begin{aligned} f_N &= N \cdot f_{rep} + f_0 \\ f_M &= M \cdot f_{rep} + f_0 \end{aligned} \quad (1.28)$$

De este sistema de ecuaciones se puede obtener el valor de la frecuencia f_0 en función de las frecuencias f_N y f_M , resultando

$$\left(\frac{M}{N} f_N - f_M \right) = \left(\frac{M}{N} - 1 \right) f_0 \quad (1.29)$$

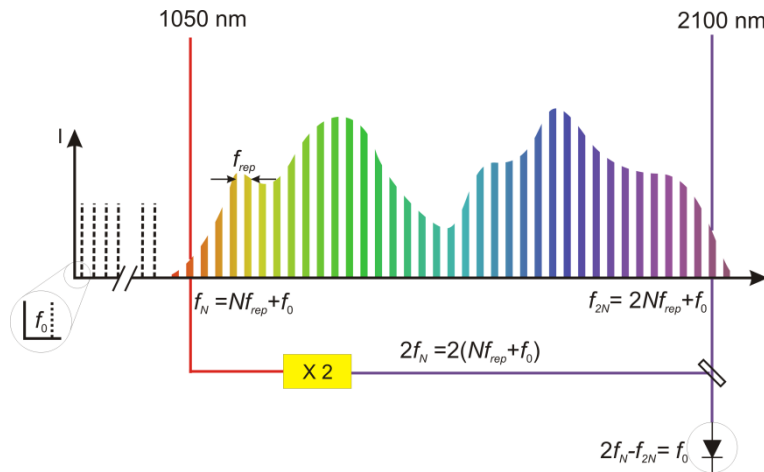


Figura 4 Esquema de medida de f_0 mediante el batido heterodino de dos modos del peine separados una octava.

Este procedimiento se puede implementar ópticamente mediante procesos no lineales (generación de segundo armónico, generación de frecuencias suma o diferencia), resultando notablemente más simple cuando $M = 2N$ (Figura 4):

$$2f_N - f_{2N} = 2(N \cdot f_{rep} + f_0) - (2N \cdot f_{rep} + f_0) = f_0 \quad (1.30)$$

No obstante, para que este esquema de auto-referenciado funcione, el espectro del peine debe abarcar una octava, lo cual excede el rango natural de los láseres de femtosegundos habituales. Aunque actualmente se han llegado a conseguir algunos láseres de femtosegundos cuyo espectro de salida sí abarca de forma natural una octava [Morgner'99], el método más común de ensanchamiento del espectro es mediante SPM en un medio altamente no lineal [Boyd'08, Agrawal'07]. El medio más adecuado para ello es una fibra óptica, dado que el confinamiento de la luz en el núcleo de la fibra implica un gran incremento de intensidad, mejorando la eficiencia del efecto no lineal. Sin embargo, en una fibra óptica tradicional la dispersión del material produce un ensanchamiento temporal del pulso que reduce la intensidad y por tanto reduce la eficiencia del proceso SPM. Este problema se soluciona con fibras de cristal fotónico (PCF) [Knight'96, Russell'03], que incorporan un núcleo de sílice fundido rodeado de huecos de aire adecuadamente distribuidos. Estas fibras pueden ser diseñadas de forma que se produzca una compensación entre la dispersión producida por el material del núcleo de la fibra (sílice) y la dispersión asociada a la estructura geo-métrica de huecos de aire que lo rodea. Mediante este equilibrio, el pulso puede propagarse mayores distancias por la fibra sin perder su potencia de pico que en el caso de las fibras normales, permitiendo un mayor camino de interacción para producir SPM.

Partiendo de un OFC que abarque una octava espectral, el método de autoreferencia no es el único posible para la determinación de f_0 . A partir de un láser continuo cuya frecuencia, f_s , está próxima al modo N del peine situado en la región de frecuencias bajas, el doble de la frecuencia del láser se encontrará próximo al modo $2N$ del peine en la región de frecuencias altas. El batido heterodino entre el láser continuo y el modo N del peine, f_{beat1} resulta

$$f_{beat1} = f_s - (N \cdot f_{rep} + f_0) \quad (1.31)$$

De igual forma, el batido heterodino entre el láser doblado y el modo $2N$ del peine, f_{beat2} , resulta:

$$f_{beat2} = 2f_s - (2N \cdot f_{rep} + f_0) \quad (1.32)$$

Mezclando los batidos utilizando los pesos 2:1 resulta:

$$f_{beat2} - 2f_{beat1} = 2f_s - (2N \cdot f_{rep} + f_0) - (2f_s - 2(N \cdot f_{rep} + f_0)) = f_0 \quad (1.33)$$

Este segundo esquema de detección de la frecuencia de offset se muestra en la Figura 5.

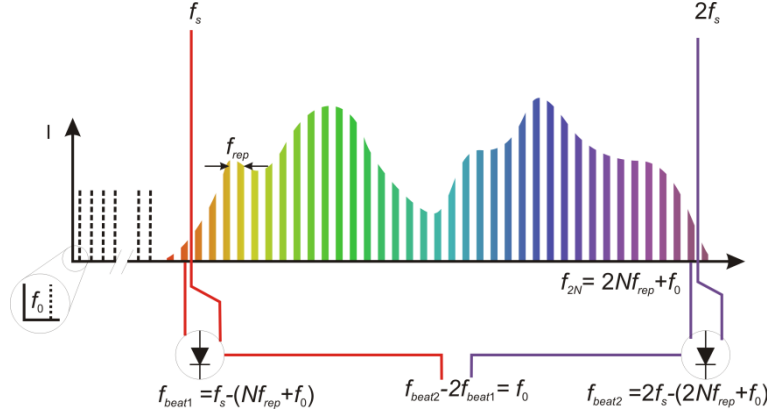


Figura 5 Esquema de medida del f_0 mediante la medida de la frecuencia de batido con un láser de referencia y su segundo armónico.

3. Aplicaciones de los peines de frecuencia en espectroscopía

Desde el desarrollo de los OFCs, se han planteado distintas estrategias para aprovechar su potencial con fines espectroscópicos. En primer lugar, el OFC puede utilizarse para calibrado y medición en tiempo real del láser auxiliar encargado de la espectroscopía [Niering'00]. Esta espectroscopía se denomina espectroscopía asistida por OFC. Adaptando este enfoque de espectroscopía con OFC, se ha propuesto su aplicación para la calibración de espectrógrafos astronómicos con alta precisión [Murphy'07]. Por ejemplo, se ha aplicado con éxito a la calibración de los espectrógrafos HARPS (*High Accuracy Radial velocity Planet Searcher*) [Wilken'10] y TRES (*Tillinghast Reflector Echelle Spectrograph* ubicado en el *Observatory Lawrence Whipple*) [Benedick'10].

Aplicando un enfoque alternativo, la salida del OFC puede utilizarse para iluminar directamente la muestra que se desea estudiar. Los trabajos de Baklanov [Baklanov'77] y Eckstein [Eckstein'78] son los precursores de este tipo de espectroscopía. Una ventaja interesante de la espectroscopía con OFC sobre la técnica de espectroscopía láser es que las altas potencias de pico asociadas a los láseres de femtosegundos permiten la generación de luz a longitudes de onda difícilmente obtenibles con láseres continuos. Este es el caso de las regiones ultravioleta en el rango de 40 nm a 200 nm [Jo-

nes'05, Gohle'05, Kandula'10], o en la región infrarroja que abarca de 2,5 μm a 15 μm [Cossel'10, Keilman'04, Johnson'10]. Dentro de esta rama, se han desarrollado tres metodologías principales: detección de fluorescencia [Marian'04], detección dispersada espectralmente con un dispersor VIPA (*Virtually-Imaged Phase Array*) [Thorpe'06], y espectroscopía multi-heterodina de doble peine con detector puntual y adquisición de datos ultrarápida [Shiller'02]. En la Figura 6 se muestran las tres estrategias utilizadas.

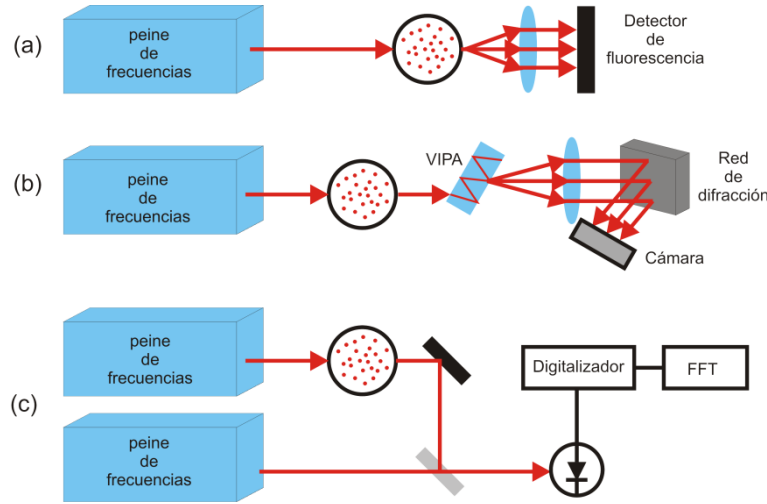


Figura 6: Tres metodologías utilizadas para la espectroscopía directa con OFC.

La detección de fluorescencia es el método más inmediato y sencillo de implementar (Figura 6(a)). La técnica se basa en iluminar la muestra a estudiar con el peine a fin de excitar los átomos, detectando los fotones fluorescentes emitidos a la vez que la frecuencia de repetición y la frecuencia de offset del peine son modificadas. Este método se ha implementado para la obtención de la espectroscopía de átomos alcalinos, como el Rb y el Cs confinados en trampas magnetoópticas [Snadden'96, Marian'04], haces atómicos [Gerginov'05] o celdas de gas [Stalnaker'10, Fendel'07]. La principal desventaja de este método es que varios modos del peine para unos valores de f_{rep} y f_0 determinados pueden interactuar de forma simultánea con diferentes transiciones atómicas, impidiendo reconocer el estado excitado origen de la fluorescencia detectada.

La detección dispersada espectralmente con un dispersor VIPA [Shirasaki'96] (Figura 6(b)) se basa en el uso de este dispersor espectral cruzado de alta resolución diseñado por Shirasaki, proporcionando una resolución de aproximadamente 1 GHz en el espectro visible y de 500 MHz en el rango de los 1550 nm [Diddams'07, Thorpe'08]. Entre los resultados notables cabe citar la cuantificación en tiempo real de la presencia de niveles C_2H_2 , O_2 , H_2O , y NH_3 [Thorpe'06] o la detección de trazas de impurezas en arsinina (AsH_3) [Cossel'10].

La espectroscopía multi-heterodina de doble peine con detector puntual y adquisición de datos ultrarrápida (Figura 6 (c)) utilizan dos OFCs con f_{rep} ligeramente diferentes una de otra [Shiller'02, Keilman'04, Coddington'08]. Uno de los peines realiza el papel de referencia mientras que el segundo pasa a través de la muestra, detectándose el batido heterodino de ambos dientes en un detector rápido. La estabilización mutua de los OFCs permite obtener interferogramas de forma secuencial que pueden ser promediados, alcanzando una razón señal–ruido muy alta sobre el amplio ancho espectral y con una alta resolución espectral [Coddington'08]. Combinando esta técnica con cavidades ópticas externas, se han conseguido resoluciones mínimas de aproximadamente 10^{-8} cm^{-1} [Bernhardt'10].

4. Aplicaciones de los peines de frecuencia en el dominio del tiempo

Los OFCs presentan un gran potencial para aplicaciones como la amplificación de pulsos mediante superposición coherente [Jason'02], la síntesis de frecuencias suma o diferencia [Kaindl'00] y pulsos a demanda [Shelton'02b], así como el control de las reacciones moleculares químicas mediante interferencia cuántica [Yin'92]. No obstante, todas estas aplicaciones en el dominio del tiempo requieren de un control preciso de f_{rep} y f_0 , del nivel de decenas de miliradianes durante periodos de varios minutos.

Un medio para mejorar la estabilización de la frecuencia de repetición y de offset es acoplar los pulsos a cavidades ópticas externas [Jones'04]. El acoplo de los pulsos a los modos resonantes de la cavidad conlleva la superposición coherente de sucesivos pulsos, resultado en un único pulso amplificado coherente. La generación de estos pulsos presentan aplicación tanto en espectroscopia óptica no lineal y formación de imágenes en la escala nanométrica [Volkmer'01, Jones'02] como en el campo de la óptica no lineal extrema [Brabec'00] para la generación de armónicos superiores [Durfee'97] o la medida de producción de fotoelectrones en un gas inyectado en una cámara de vacío perpendicular a la dirección del laser [Paulus'01]. Asimismo, estas técnicas han permitido la amplificación de pulsos de picosegundos [Potma'03] y femtosegundos [Jones'04] o la obtención de trenes de pulsos amplificados con menor frecuencia de repetición que el láser original alcanzando mejoras de 125 veces en la potencia de pulso [Vidne'03].

Para conseguir una síntesis de pulsos arbitraria es necesario conseguir la sincronización y el anclado de la fase de la portadora de dos fuentes láser pulsadas diferentes, siempre que los espectros presenten una zona de solapamiento. Se han desarrollado cua-

tro métodos para llevar a cabo esta sincronización: estabilización activa mediante implementación electrónica [Ma'01, Shelton'2a]; modulación de fase cruzada para la sincronización pasiva de dos láseres que comparten medio de ganancia [Leitenstorfer'95, Wei'01]; sincronización de la repetición de ambos láseres al mismo oscilador óptico de referencia [Bartels'03]; y correlación óptica cruzada entre los trenes de pulsos [Shibli'03]. El nivel de sincronización obtenido permite aplicarse a la generación de frecuencias suma o diferencia con alta potencia en cristales no lineales [Kaindl'00], la generación y modelado de pulsos [Shelton'01, Foreman'03] o la microscopía CARS [Potma'02]. Asimismo, la capacidad de anclar en fase las ondas portadoras de dos láseres es aplicable a la generación de fuentes de femtosegundos sintonizables en regiones espectrales que de otra forma no podrían ser alcanzadas [Rauschenberger'02, Johnson'10] o la distribución de frecuencias ópticas de referencia a través de las redes de fibras ópticas [Jones'03, Holman'03, Holman'04].

Finalmente, el desarrollo del láser alentó la idea de usar la luz para controlar la evolución de las reacciones químicas mediante interferencia cuántica [Brumer'86, Rabitz'00]. Los primeros estudios han demostrado el fenómeno de interferencia cuántica usando dos pulsos controlados en su fase con los cuales se ioniza Rb [Yin'92] o se controlaban las corrientes eléctricas en semiconductores GaAs en volumen [Haché'97], observándose en ambos casos una conexión entre la dirección espacial y la fase relativa. Recientemente, se ha observado que el GaAs es sensible a la fase portadora-envolvente [Fortier'04], proporcionando un medio interesante para conseguir un detector de estado sólido simple para la medida de la fase portadora-envolvente de forma directa sin la utilización de técnicas interferométricas.

5. Aplicaciones de los peines de frecuencia en metrología de frecuencias

5.1. Medida de frecuencias ópticas absolutas

Los OFCs simplifican de una forma radical el método de medida de frecuencias ópticas tradicionalmente realizado mediante cadenas armónicas de frecuencias. Diversas pruebas experimentales han demostrado una incertidumbre relativa en la determinación de la frecuencia de los modos del peine por debajo de 10^{-17} incluso tras el ensanchamiento espectral producido en la fibra para generar el supercontinuo de una octava [Udem'99, Diddams'02]. Se consigue así una precisión de la medida de frecuencias limitada únicamente por la calidad de la fuente de radiofrecuencia utilizada como referencia [Ye'00].

Stenger propuso un método para superar esta limitación, midiendo la razón de frecuencias entre dos osciladores en lugar de medir la frecuencia absoluta de los mismos [Stenger'02]. La medida de esta razón se basa en la técnica del oscilador de transferencia que ya había sido utilizada en el desarrollo de las cadenas armónicas de frecuencia [Kramer'99]. Stenger demostró que la técnica proporcionaba una incertidumbre relativa en la medida de la razón de frecuencias inferior a 10^{-18} para un tiempo de promediado de 100 s. Si bien este método no proporciona valores de frecuencia absoluta, presenta una ventaja muy importante ya que el ruido en la frecuencia del peine se elimina del proceso de medida, por lo que no se requiere una alta estabilización del mismo. Este método es de gran utilidad para la medida de razones de frecuencia desde el rango de radiofrecuencia al visible.

A partir del 2000 se produjo una explosión en el uso de OFCs basados en femtosegundos para la medida de frecuencias absolutas. Las medidas más precisas que se realizaron tenían el objetivo de medir los patrones ópticos basados en transiciones con muy altos factores de calidad. Una de las medidas más precisas fue la determinación de la frecuencia de la transición 1S-2S del hidrógeno, obteniendo un nivel de precisión de $1,8 \cdot 10^{-14}$ [Niering'00]. Investigadores de algunos laboratorios nacionales pusieron su objetivo en medir la frecuencia de determinadas transiciones de trampas de átomos. Por ejemplo, la transición cuadrupolar eléctrica del ión Hg^+ fue determinada con un nivel de precisión por debajo de 1 parte en 10^{14} [Udem'01]. Una precisión similar se obtuvo en la medida de la transición cuadrupolar del ión Yb^+ [Stenger'01]. Este incremento en la precisión de la medida permitió corroborar postulados físicos fundamentales y determinar constantes fundamentales hasta el siguiente decimal.

De manera general, la medida de la frecuencia óptica absoluta de una radiación desconocida (f_x) se realiza mediante batido heterodino con el OFC (Figura 7). De este batido se obtiene una frecuencia de batido (f_{beat}), que será la diferencia entre la frecuencia láser desconocida y el modo del OFC más próximo a él. A partir del conocimiento de f_{rep} , f_0 y f_{beat} , se puede calcular la frecuencia del láser desconocido como:

$$f_x = N \cdot f_{rep} \pm f_0 \pm f_{beat} \quad (1.35)$$

Este cálculo requiere no obstante la determinación del número del modo más próximo N con el que bate el láser desconocido, y de los signos de f_0 y f_{beat} , cuya metodología se presenta en detalle en el anexo I.

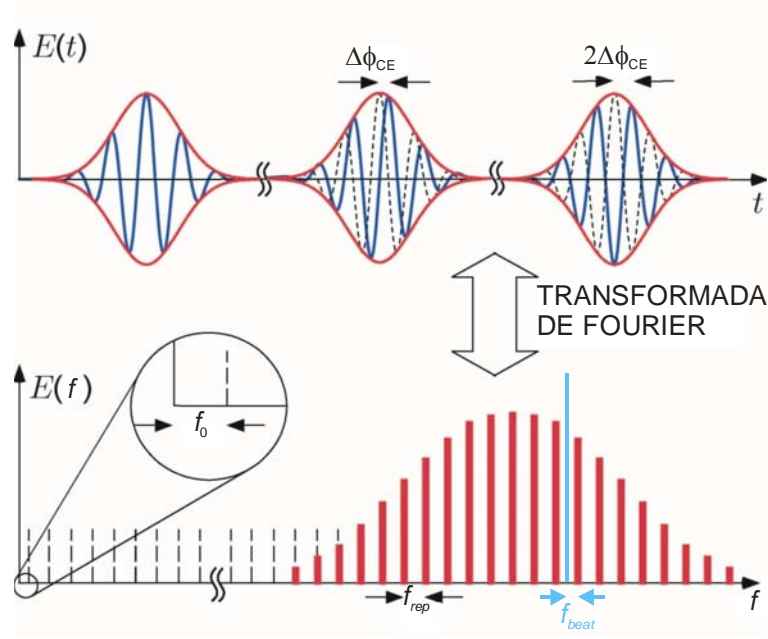


Figura 7: Medida de frecuencias láser con un OFC auto-referenciado.

5.2. Relojes atómicos ópticos

Los OFCs han simplificado notablemente la transferencia de la estabilidad de los patrones de microondas a otras regiones espectrales, permitiendo el desarrollo de relojes atómicos ópticos. Estos relojes utilizan un patrón de frecuencia óptica f_s para estabilizar la frecuencia de repetición (f_{rep}) de un OFC, transfiriendo la fase óptica al dominio de la radiofrecuencia. Para ello, se detecta el batido heterodino entre el diente más próximo a la frecuencia f_s . Las fluctuaciones del valor de este batido son procesadas e introducidas como señal de error en un bucle de realimentación que estabiliza f_{rep} coherentemente con la frecuencia de referencia, obteniendo una señal de reloj en el rango de las microondas.

Dado que el peine tiene dos grados de libertad, la frecuencia de repetición y la frecuencia de offset, hay que asegurar que se establece una relación de fase directa y sin ambigüedades entre la frecuencia patrón f_s y la frecuencia de repetición del peine. Para ello, la frecuencia de offset debe ser conocida, por ejemplo vía estabilización respecto a una referencia conocida, o mediante algún método que permita eliminar su influencia en el batido que conecta el modo del peine con la frecuencia f_s , como los descritos en la sección 2.3. Por ejemplo, Diddams utilizó la técnica de auto-referenciado (Figura 4) para demostrar la viabilidad de construir un reloj atómico óptico basado en un único ión $^{199}\text{Hg}^+$ en una trampa atómica [Diddams'01], mientras que Ye [Ye'01] utilizó método de la Figura 5 para construir un reloj atómico óptico basado en la transición a 532 nm de

I_2 , obteniendo una estabilidad mejor de $4,6 \cdot 10^{-13}$ en un período de un año. Dado que la estabilidad del sistema del OFC es mayor que la estabilidad de los patrones de frecuencias ópticas actuales, es de esperar que la estabilidad de la señal de radiofrecuencia obtenida sea básicamente la del patrón óptico.

Capítulo 2:

Desarrollo de relojes ópticos basados en celdas de absorción.

1. Introducción
2. Desarrollo y caracterización de un reloj atómico de rubidio
 - 2.1 Estructura atómica del rubidio
 - 2.2 Diseño del reloj atómico de rubidio
 - 2.3 Caracterización espectroscópica de la celda
 - 2.4 Estabilidad del reloj atómico desarrollado
3. Desarrollo y caracterización de un reloj óptico de cianuro de hidrógeno
 - 3.1 Referencias frecuenciales en ventanas de comunicaciones ópticas
 - 3.2 Calibración experimental de la celda de absorción
 - 3.3 Resultados experimentales y cálculo de incertidumbres
 - 3.4 Corrección por presión y temperatura
 - 3.5 Montaje para la caracterización del reloj óptico
 - 3.6 Caracterización de la señal del reloj óptico
4. Conclusiones

Capítulo 2: Desarrollo de relojes ópticos basados en celdas de absorción

1. Introducción

El desarrollo de referencias frecuenciales estables y precisas es fundamental en campos tan diversos como las comunicaciones, el sensado o la espectroscopía. Con esta finalidad se han desarrollado, por ejemplo, osciladores de cuarzo, resonadores dieléctricos y cavidades ópticas [Riehle'04, Beson'99, Buchmann'98, Gorodetsky'99]. No obstante, todas estas tecnologías presentan un inconveniente fundamental que limita su estabilidad, ya que dependen de condiciones ambientales como la temperatura, presión, vibraciones o gravedad [Beson'99, Hartnett'00, Riehle'98]. En función del nivel de estabilidad requerido por cada aplicación, esto puede llegar a implicar necesidades de estabilizaciones desmesuradas o incluso inalcanzables.

En contraposición, la frecuencia natural de las transiciones electrónicas de átomos y moléculas, presenta una dependencia con las condiciones externas mucho menor, permitiendo definir osciladores cuánticos [Demtröder'10, Drake'06]. Además, este tipo de osciladores presenta la ventaja de que las propiedades de la especie química son comunes a todas sus partículas, garantizando su repetibilidad. Para convertir las frecuen-

cias de las transiciones en relojes ópticos, basta con estabilizar una fuente láser sintonizable utilizando como referencia la absorción óptica producida a esa frecuencia [Barger'73, Cordiale'00, Madej'04, Träger'07]. Adicionalmente, es posible reducir el ancho de línea de la referencia utilizando técnicas de saturación de la absorción [Dettmer'15b].

En este capítulo, desarrollaremos y caracterizaremos dos relojes ópticos centrados en las absorciones del Rb (~ 780 nm) y el cianuro de hidrógeno respectivamente (1520 nm -1560 nm). En el caso del reloj de Rb, estudiaremos la mejora de estabilidad obtenible mediante saturación de las absorciones con haces contrapropagantes. En el caso del reloj de cianuro de hidrógeno, analizaremos su correspondencia con los valores nominales tipificados por el NIST y estudiaremos la compensación de desviaciones provocadas por diferencias de presión.

2. Desarrollo y caracterización de un reloj atómico de Rubidio

2.1. Estructura atómica del Rubidio

El Rb fue descubierto en 1861 por Robert Bunsen y Gustav Kirchhoff. Es un metal alcalino de color plateado y número atómico $Z = 37$, presentando un punto de fusión de $39,3$ °C y un punto de ebullición de 688 °C [Haynes'17]. De forma natural, se presenta en los isótopos Rb^{85} (48 neutrones) y Rb^{87} (50 neutrones) con abundancias relativas de 72,17 % y 27,83 %. El Rb^{85} es un isótopo estable, mientras que el Rb^{87} es radiactivo con una vida media de desintegración tan larga ($4 \cdot 10^{10}$ años) que puede considerarse casi estable. Además de estos dos isótopos, se conocen hasta un total de 35 isótopos radiactivos artificiales con cortas vidas medias de desintegración [Haynes'17].

El Rb presenta en su estado fundamental una estructura electrónica en la cual tiene un único electrón en la capa 5S, estando las capas anteriores completas [Foot'05]. Con la radiación adecuada, el electrón de la capa 5S puede saltar a un nivel de energía 5P. Esta transición consiste en un doblete debido al acoplamiento entre el momento angular orbital (**L**) y el momento angular de spin (**S**). De esta forma tenemos dos transiciones: la línea D_1 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$) y la línea D_2 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$). En el presente trabajo utilizaremos únicamente la línea D_2 de los isótopos Rb^{85} y Rb^{87} , cuya estructura hiperfina se detalla a continuación. No obstante, la descripción correspondiente a la línea D_1 puede encontrarse en [Steck'13, Steck'15].

La estructura hiperfina es consecuencia del acoplamiento del momento angular total del electrón y el momento angular nuclear total. En el caso del Rb^{85} el momento angular nuclear total es $I = 5/2$. El acoplamiento da como resultado que el estado fundamental se desdobla en dos niveles con momentos angulares $F = 2$ y $F = 3$, mientras que el estado excitado se desdobla en cuatro niveles con valores $F = 1$, $F = 2$, $F = 3$ y $F = 4$ (Figura 1). El desplazamiento en energía de cada uno de los niveles depende del valor de F . De igual forma, en el caso del Rb^{87} (momento angular nuclear total $I = 3/2$), el nivel fundamental se desdobla en dos niveles con momentos angulares $F = 1$ y $F = 2$, mientras que el estado excitado se desdobla en cuatro niveles con valores $F = 0$, $F = 1$, $F = 2$ y $F = 3$ (Figura 2). En la Tabla 1 y Tabla 2 están resumidos los valores de las frecuencias de las transiciones permitidas (ν_{trans}) para cada uno de los isótopos, junto con su incertidumbre expresada en $k = 2$.

Rb^{85}	F = 2		F = 3	
	$\nu_{\text{trans.}}$ /GHz	Incert. /GHz	$\nu_{\text{trans.}}$ /GHz	Incert. /GHz
F' = 1	384232,06401	0,00016		
F' = 2	384232,09338	0,00014	384229,05765	0,00014
F' = 3	384232,15678	0,00015	384229,12105	0,00015
F' = 4			384229,24169	0,00015

Tabla 1: Frecuencias e incertidumbres de las transiciones hiperfinas posibles para el Rb^{85} . Las incertidumbres han sido calculadas partiendo de los datos de [Steck'13].

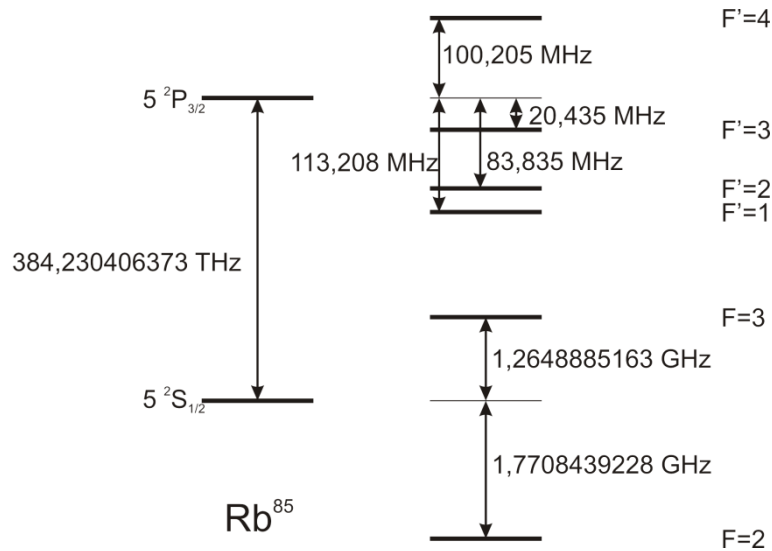


Figura 8: Estructura hiperfina de la línea D_2 para el isótopo Rb^{85} .

Rb ⁸⁷	F = 1		F = 2	
	$\nu_{trans.}$ /GHz	Incert. /GHz	$\nu_{trans.}$ /GHz	Incert. /GHz
F' = 0	384234,4541	0,0088		
F' = 1	384234,5263	0,0056	384227,6916	0,0056
F' = 2	384234,6832	0,0032	384227,8486	0,0032
F' = 3			384228,1152	0,0046

Tabla 2: Frecuencias e incertidumbres de las transiciones hiperfinas posibles para el Rb⁸⁷. Las incertidumbres han sido calculadas partiendo de los datos de la referencia [Steck'15].

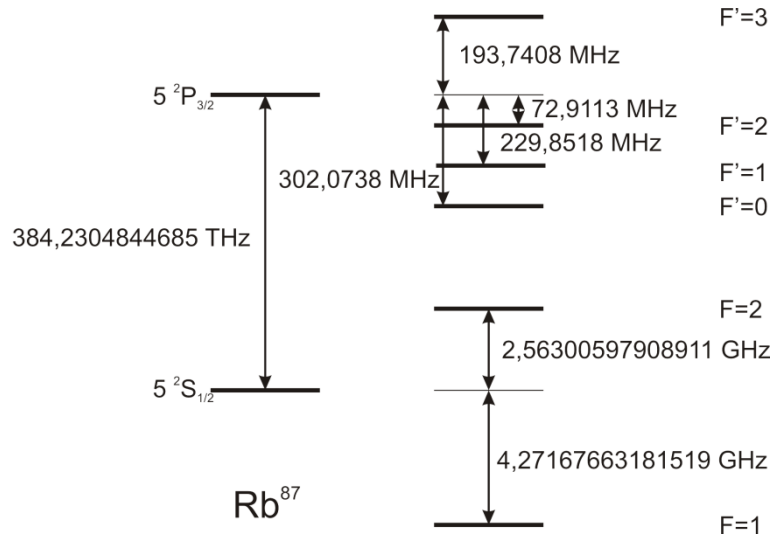


Figura 9: Estructura hiperfina de la línea D₂ para el isótopo Rb⁸⁷.

Las transiciones hiperfinas con origen en el mismo nivel fundamental dan como resultado una única absorción debido al ensanchamiento Doppler, por lo que el espectro del Rb estará compuesto por cuatro líneas de absorción [Steck'13, Steck'15, Demtröder'10]. La diferencia de energía de los estados fundamentales desdoblados es muy grande (alrededor de 3 GHz en el caso del Rb⁸⁵ y de casi 7 GHz en el caso del Rb⁸⁷), pudiendo ser fácilmente resueltas mediante espectroscopía láser [Demtröder'15a]. Para resolver las transiciones hiperfinas es necesario realizar la espectroscopía sub-Doppler o espectroscopía de absorción saturada [Demtröder'15b].

2.2. Diseño del reloj atómico de Rubidio

El reloj de rubidio desarrollado en el presente trabajo está compuesto por un láser de diodo de cavidad externa (ECDL) (Toptica, modelo DL100) estabilizado en las absorciones de una celda de Rb atómico (Toptica, modelo CE RB 50) a través de un módulo de anclado (Toptica, modelo Digilock 110). El ECDL está diseñado en montaje de Littrow [Träger'07] con sintonización mediante piezoeléctrico. La celda de Rb pre-

senta una mezcla de los isótopos Rb^{85} y Rb^{87} en sus abundancias naturales, utilizándose como referencia para la estabilización una de sus líneas de absorción saturada o espectroscopía Sub-Doppler [Demtröder'15b].

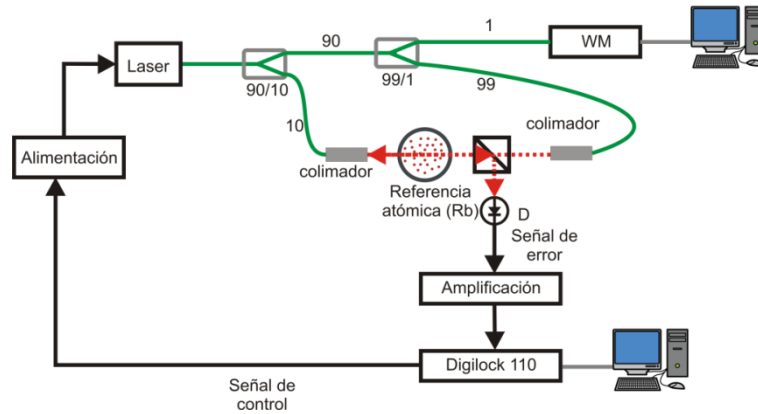


Figura 10: Esquema experimental del reloj de Rb con bombeo colineal contrapropagante.

En la Figura 10 se representa el montaje experimental utilizado para conseguir la saturación del Rb. El haz de salida del láser es dividido por un acoplador en fibra de razón 90/10. La salida del 10% de potencia (denominado haz de prueba) atraviesa la celda de Rb y mediante un divisor de haz por polarización (PBS) es conducida a un detector de silicio. La fotocorriente generada es amplificada por un amplificador de corriente Thorlabs modelo PDA 200C. La señal amplificada es introducida en el módulo de anclado digital, que genera la señal de control que corrige las desviaciones del láser. La salida con el 90% de la potencia es dividida de nuevo por un acoplador de relación 99/1. La salida del 1 % de potencia se lleva a un medidor de longitud de onda (WM) de alta resolución modelo EXFO WA-1650 para monitorización. La salida con el 99% de la potencia se utiliza como haz de bombeo contrapropagante para obtener la saturación de las transiciones atómicas. El uso del PBS permite garantizar la colinealidad del haz contrapropagante, optimizando así el proceso de saturación.

2.3. Caracterización espectroscópica de la celda

En la Figura 11 se presenta el espectro de la celda de rubidio medido en ausencia de saturación, pudiendo observarse las cuatro líneas características que pueden ser resueltas mediante espectroscopía láser. Las líneas (a) y (d) corresponden con las absorciones del isótopo Rb^{87} , mientras que las absorciones (b) y (c) corresponden con el isótopo Rb^{85} . Las correspondencias con los tripletes descritos en el apartado 2.1 se encuentran resumidas en la Tabla 3.

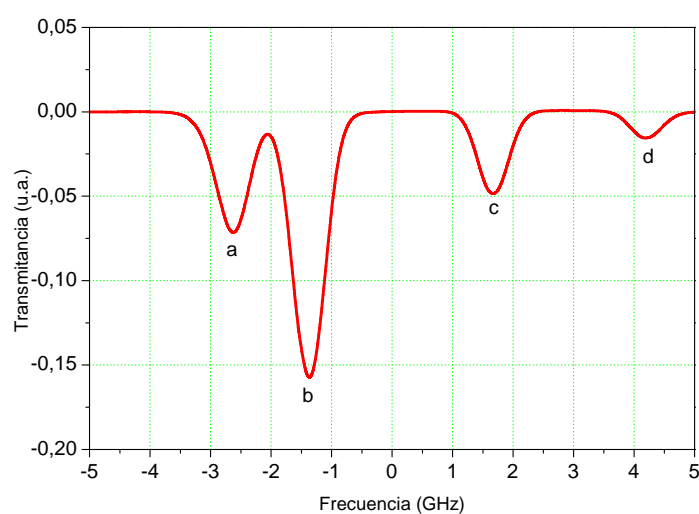


Figura 11: Espectroscopía del Rubidio.

Línea	Transiciones
a	$\text{Rb}^{87} (5^2\text{S}_2 \rightarrow 5^2\text{P}_{1,2,3})$
b	$\text{Rb}^{85} (5^2\text{S}_3 \rightarrow 5^2\text{P}_{2,3,4})$
c	$\text{Rb}^{85} (5^2\text{S}_2 \rightarrow 5^2\text{P}_{1,2,3})$
d	$\text{Rb}^{87} (5^2\text{S}_1 \rightarrow 5^2\text{P}_{0,1,2})$

Tabla 3: Correspondencia entre cada una de las líneas de la espectroscopía del Rb con las transiciones electrónicas.

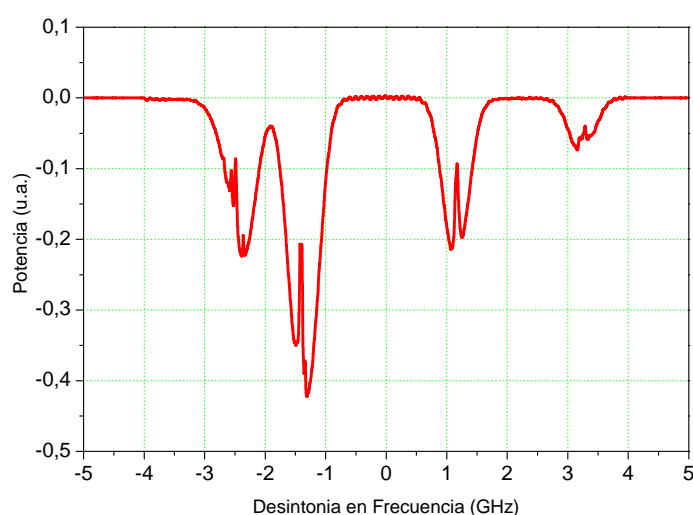


Figura 12: Espectroscopía de absorción saturada del Rb.

En la Figura 12 se muestra la espectroscopía de absorción saturada del Rb, en la que se puede apreciar la aparición de diversos picos dentro de las cuatro transiciones atómicas. De la Figura 13 a la Figura 16 se muestran en detalle cada una de las cuatro

transiciones, indicándose las frecuencias de cada uno de los picos en las tablas desde la Tabla 4 a la Tabla 7.

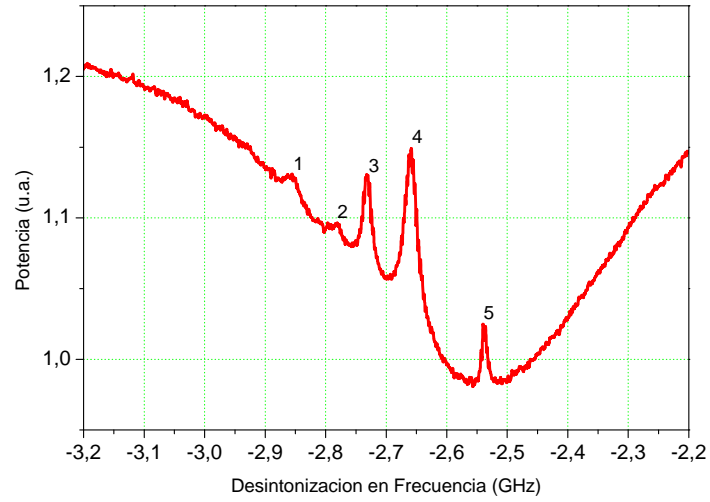


Figura 13: Detalle de la línea $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_{1,2,3}$ del espectro de absorción saturada del Rb^{87} .

Absorción	Frecuencia /GHz	Incertidumbre /GHz
1	384227,6916	0,0056
2	384227,7701	0,0064
3	384227,8486	0,0032
4	384227,9819	0,0056
5	384228,1152	0,0046

Tabla 4: Frecuencias de las absorciones observadas en la Figura 13.

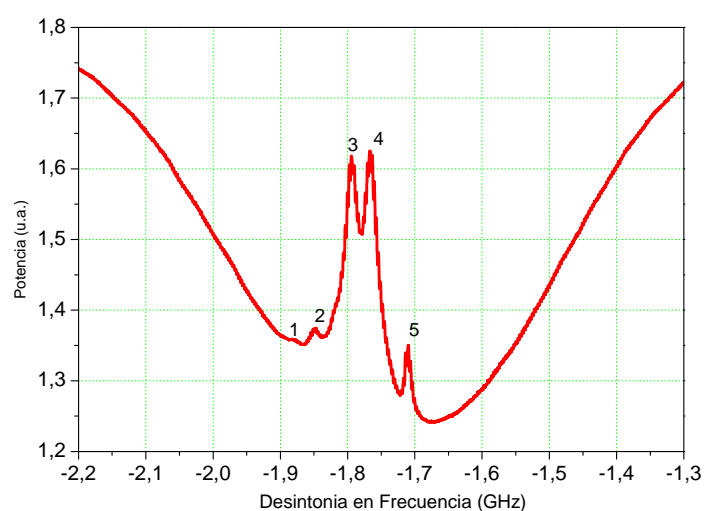


Figura 14: Detalle de la línea $5^2S_3 \rightarrow 5^2P_{2,3,4}$ del espectro de absorción saturada del Rb^{85} .

Absorción	Frecuencia /GHz	Incertidumbre /GHz
1	384229,05765	0,00014
2	384229,08935	0,00021
3	384229,12105	0,00015
4	384229,18137	0,00021
5	384229,24169	0,00015

Tabla 5: Frecuencias de las absorciones observadas en la Figura 14.

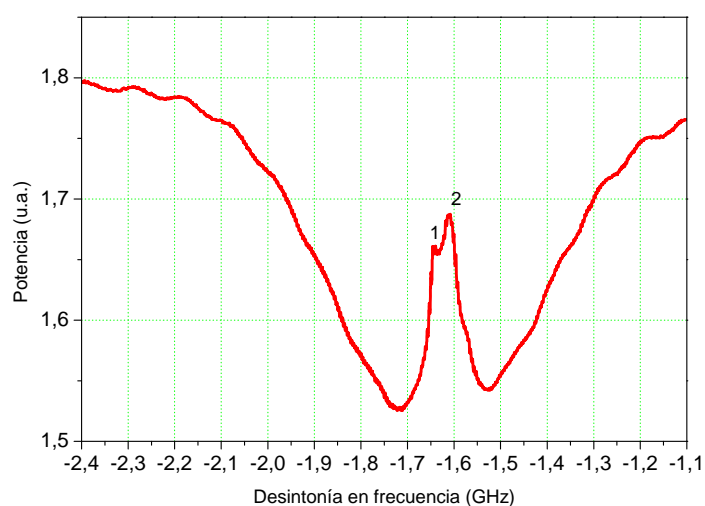


Figura 15: Detalle de la línea $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_{1,2,3}$ del espectro de absorción saturada del Rb^{85} .

Absorción	Frecuencia /GHz	Incertidumbre /GHz
1	384232,09338	0,00014
2	384232,12508	0,00021

Tabla 6: Frecuencias de las absorciones observadas en la Figura 15.

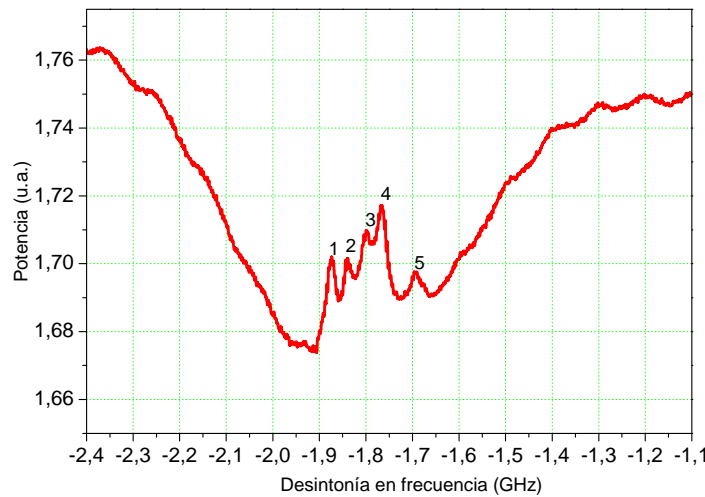


Figura 16: Detalle de la línea $5^2S_1 \rightarrow 5^2P_{0,1,2}$ del espectro de absorción saturada del Rb^{87} .

Absorción	Frecuencia /GHz	Incertidumbre /GHz
1	384234,4541	0,0088
2	384234,4902	0,0104
3	384234,5263	0,0056
4	384234,6048	0,0064
5	384234,6832	0,0032

Tabla 7: Frecuencias de las absorciones observadas en la Figura 16.

En las líneas representadas en la Figura 13, Figura 14 y Figura 16, se pueden observar la existencia de cinco absorciones saturadas. De estas cinco absorciones saturadas, únicamente tres corresponden con las transiciones hiperfinas del Rb. Las otras dos corresponden con lo que se conoce como *Crossover* [Demtröder,15b], ubicadas exactamente en la frecuencia promedio de las frecuencias de las transiciones hiperfinas adyacentes. Para el diseño del reloj atómico óptico cualquiera de las cinco absorciones serían adecuadas.

2.4. Estabilidad del reloj atómico desarrollado

La estabilidad obtenida se ha evaluado en los picos 4 y 5 de la transición

$5^2S_2 \rightarrow 5^2P_{1,2,3}$ (Figura 13). La estabilidad depende de la intensidad y anchura de la absorción, así como de los valores del circuito de realimentación utilizado para corregir las desviaciones del objeto controlado [Visioli'06, Åström'08, O'Dwyer'09]. La evaluación se realizó mediante capturas del medidor de longitud de 3600 s de duración, previa optimización de los parámetros de realimentación. Las varianzas de Allan [Allan'66] resultantes aparecen representadas en la Figura 17.

Ambas absorciones presentan una estabilidad similar, siendo válidas para ser usadas como referencia frecuencial en la calibración de equipos ópticos. En particular, presentan un valor inicial de $2,42 \cdot 10^{-7}$ para $t = 1$ s, seguidos de una tendencia decreciente con razón $\tau^{-1/2}$ para tiempos menores de 64 segundos. El valor mínimo de varianza, $3,15 \cdot 10^{-8}$, se obtiene para 64 segundos. A partir de 64, la absorción 5 presenta una ligera mejora en la estabilidad respecto a la absorción 4, siendo aquella por lo tanto preferiblemente seleccionada para labores de calibración de larga duración.

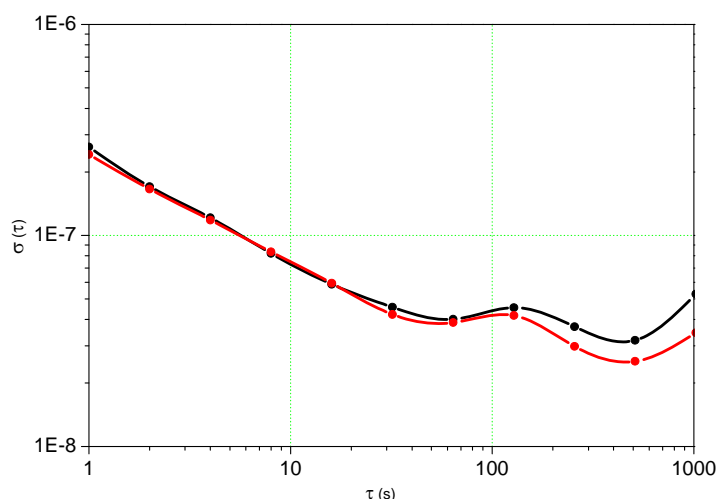


Figura 17: Estabilidad del reloj atómico óptico estabilizando en la absorción 4 (línea negra) y en la absorción 5 (línea roja) de la transición $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_{1,2,3}$.

3. Desarrollo y caracterización de un reloj óptico de cianuro de hidrógeno

3.1. Referencias frecuenciales en ventanas de comunicaciones ópticas

En el rango del NIR, las referencias habituales son las absorciones roto-

vibracionales de moléculas [Gilbert'01b]. En el caso de la 2ª, 3ª y 4ª ventana de comunicaciones ópticas (1260 nm - 1630 nm) las moléculas más usadas como referencias son el acetileno ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ y $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$), cianuro de hidrógeno ($\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ y $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$), el monóxido de carbono ($^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ y $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$) y el dióxido de carbono ($^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$ y $^{13}\text{C}^{16}\text{O}_2$). Dado que el carbono presenta en la naturaleza dos isótopos estables, todas estas moléculas incluyen dos opciones dependiendo de que la molécula contenga carbono 12 o carbono 13.

El laboratorio de fibras ópticas del CSIC posee en la actualidad referencias ópticas en la tercera ventana de comunicaciones basadas en láseres anclados en las absorciones moleculares de metano (CH_4) y acetileno ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$), cubriendo el rango de longitudes de referencia desde 1513 nm hasta 1541 nm. La necesidad de extender el rango de longitudes de onda disponibles para calibración de equipos comerciales, ha llevado a la búsqueda de especies químicas que cubrieran la 3ª y 4ª ventanas de comunicaciones ópticas.

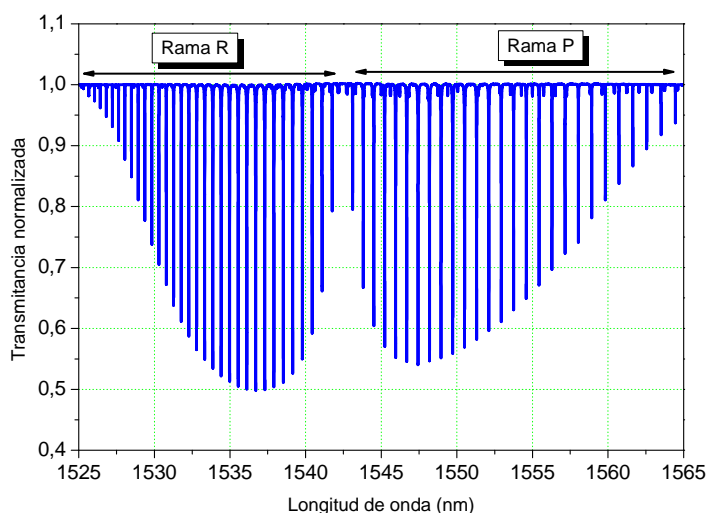


Figura 18: Espectro de absorción del cianuro de hidrógeno ($\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$).

En este trabajo se ha adquirido una celda de absorción con una mezcla de tres gases: cianuro de hidrógeno $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, monóxido de carbono $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ y monóxido de carbono $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ a presiones de 5 Torr, 150 Torr y 150 Torr respectivamente (Wavelength References, modelo Tri-H(80)-5/150/150-FCAPC). La celda tiene un tubo de vidrio de longitud de 18,92 cm, protegido exteriormente por una carcasa de plástico con conectores de fibra óptica SC/APC. Mediante cinco reflexiones internas, se consigue un camino óptico total cercano a 80 cm. La combinación de gases cubre el rango espectral desde los 1520 nm hasta los 1640 nm (ventanas C y L). El espectro de cada una de las especies químicas de la mezcla presenta dos ramas bien diferenciadas, denominadas rama R y P. Este fenómeno se observa en la Figura 18 para el cianuro de hidrógeno ($\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$),

estando también presente en los espectros del $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ y $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$.

3.2. Calibración experimental de la celda de absorción

Como paso previo a la utilización de la celda tri-gas como referencia óptica, es necesario calibrar las absorciones de las especies químicas presentes en ella. Dicha calibración se realizó mediante barrido de la zona de interés con un láser sintonizable, monitorizado por un medidor de potencia y un WM calibrado. En particular, se han utilizado dos láseres sintonizables de cavidad externa (*Tunable External Cavity Laser*, TECL) con salida en fibra óptica monomodo y conectores FC/APC. El primer TECL está fabricado por Photonetics (modelo TUNICS-Plus) y puede ser sintonizado entre 1450 nm y 1550 nm. El segundo está fabricado por GN Nettekts (modelo TUNICS-Plus) y permite la sintonización entre 1510 nm y 1650 nm. Este montaje está representado en la Figura 19.

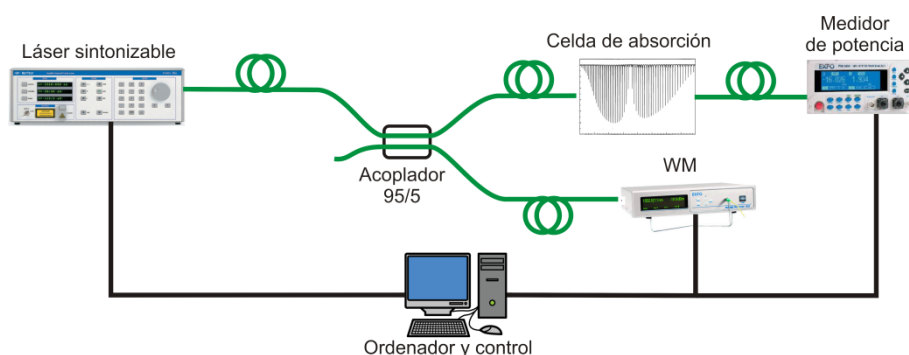


Figura 19: Esquema experimental utilizado para la calibración de la celda de absorción.

La salida de fibra del láser sintonizable se divide en un acoplador 95/5 de manera que el 5 % se dirige a un WM modelo WA-1650 fabricado por EXFO y calibrado frente al OFC del laboratorio para darle trazabilidad a la unidad internacional de tiempo. El 95 % restante se hace pasar por la celda de absorción y la potencia de salida es registrada en un medidor de potencia modelo EXFO PM-1600. Con el fin de normalizar posteriormente la potencia de salida del laser, se realiza una medida auxiliar de potencia óptica con el propio WM.

3.3. Resultados experimentales y cálculo de incertidumbres

La calibración completa de la celda de absorción se presenta en la Figura 20. En las siguientes figuras (de la Figura 21 a la Figura 23) se muestran en mayor detalle los espectros de absorción de cada una de las especies químicas. En total se caracterizaron

50 absorciones para el cianuro de hidrógeno, 24 para R, 26 para P.

En todas las figuras, se observa la presencia de una oscilación de la potencia transmitida al nivel próximo a 0 dB. Esto es debido a la existencia de un efecto Fabry-Perot provocado por pequeños rebotes en conectores y detectores. Si bien este efecto puede enmascarar las líneas de absorción más débiles, no provoca desviaciones frecuenciales en las absorciones analizadas.

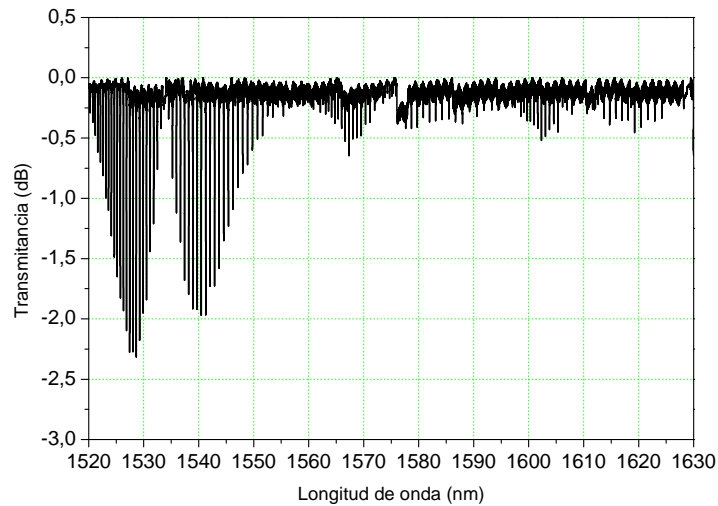


Figura 20: Espectro de las líneas de la celda de absorción de $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ y $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$.

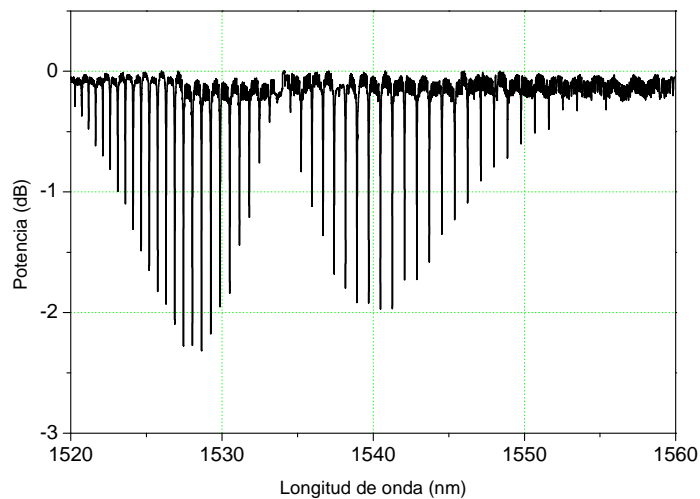


Figura 21: Líneas de absorción de las Ramas R y P del $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$.

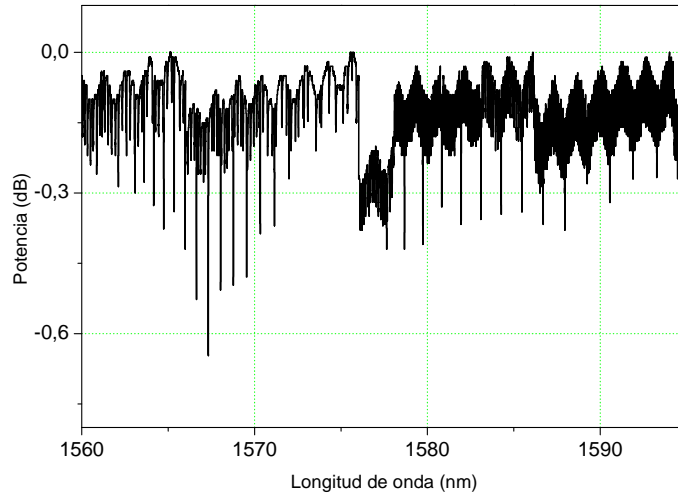


Figura 22: Líneas de absorción de las Ramas R y P del $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$.

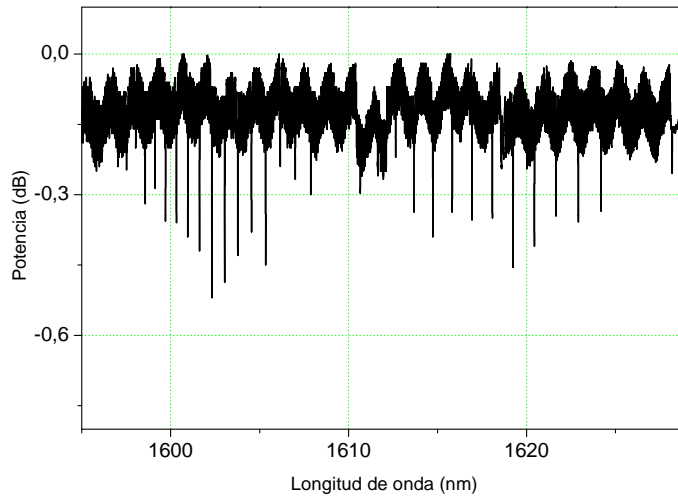


Figura 23: Líneas de absorción de las Ramas R y P del $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$.

La calibración de la longitud de onda de cada una de las líneas de absorción (λ_{med}) está afectada por la incertidumbre debida a la resolución de muestreo del láser sintonizable ($\delta f_{TECL_{res}}$), la anchura de línea del láser sintonizable ($\delta f_{TECL_{\Delta\nu}}$), la calibración del WM de referencia ($\Delta f_{WM_{CAL}}$) y la resolución de lectura del WM ($\delta f_{WM_{res}}$). Todas estas incertidumbres son de tipo B. En esta calibración, el barrido del láser se ha realizado con un muestreo de 1 pm, mientras que la anchura de la emisión del láser es de 0,004 pm (500 kHz). Por su parte la incertidumbre de calibración en esta región espectral es de $\pm 0,10$ pm (12 MHz) como se detallará posteriormente en el capítulo 4; y la resolución de lectura del WM es de 0,08 pm (10 MHz). Estas incertidumbres han sido calculadas siguiendo las recomendaciones del documento *JCGM 100:2008: Evaluation of*

measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement, y aparecen resumidas en la Tabla 8.

Mag.	Comp. Incer.	Tipo	Valor /nm	Incer. /Hz	Contrib. /Hz
λ_{med}	$\delta_{TECL_{res}^*}$	B	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$2,89 \cdot 10^{-4}$	$2,89 \cdot 10^{-4}$
	$\delta_{TECL_{Av}}$	B	$4 \cdot 10^{-6}$	$1,70 \cdot 10^{-6}$	$1,70 \cdot 10^{-6}$
	$\Delta f_{WM_{CAL}}$	B	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$
	$\delta_{WM_{res}}$	A	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$2,89 \cdot 10^{-5}$	$2,89 \cdot 10^{-5}$
Incertidumbre U ($k = 2$)					$5,9 \cdot 10^{-4}$

Tabla 8: Incertidumbre asociada al proceso de calibración de la celda.

$H^{12}C^{14}N$									
Rama R					Rama P				
	$\lambda_{med.}$ /nm	$\lambda_{ref.}$ /nm	$\Delta\lambda$ /pm	Incer. /pm		$\lambda_{med.}$ /nm	$\lambda_{ref.}$ /nm	$\Delta\lambda$ /pm	Incer. /pm
R23	1520,28112	1520,28055	0,57	0,59	P1	1534,52975	1534,52984	-0,09	0,59
R22	1520,72655	1520,72553	1,02	0,59	P2	1535,23775	1535,23629	1,46	0,59
R21	1521,1818	1521,18088	0,92	0,59	P3	1535,9536	1535,95333	0,27	0,59
R20	1521,6471	1521,64655	0,55	0,59	P4	1536,68225	1536,68095	1,30	0,59
R19	1522,12438	1522,12261	1,77	0,59	P5	1537,42025	1537,41922	1,03	0,59
R18	1522,61005	1522,60902	1,03	0,59	P6	1538,1688	1538,16813	0,67	0,59
R17	1523,1059	1523,10582	0,08	0,59	P7	1538,9279	1538,92767	0,23	0,59
R16	1523,61373	1523,61302	0,72	0,59	P8	1539,6979	1539,69784	0,06	0,59
R15	1524,13113	1524,13061	0,53	0,59	P9	1540,47845	1540,47871	-0,26	0,59
R14	1524,6591	1524,65859	0,51	0,59	P10	1541,2711	1541,27025	0,85	0,59
R13	1525,19785	1525,19702	0,83	0,59	P11	1542,0735	1542,07248	1,02	0,59
R12	1525,7467	1525,74586	0,84	0,59	P12	1542,8854	1542,88542	-0,02	0,59
R11	1526,30555	1526,30513	0,42	0,59	P13	1543,70997	1543,70908	0,89	0,59
R10	1526,8751	1526,87484	0,26	0,59	P14	1544,54325	1544,54348	-0,23	0,59
R9	1527,4553	1527,455	0,30	0,59	P15	1545,3892	1545,38859	0,61	0,59
R8	1528,0462	1528,04565	0,55	0,59	P16	1546,24565	1546,24448	1,17	0,59
R7	1528,6476	1528,64676	0,84	0,59	P17	1547,1127	1547,11115	1,55	0,59
R6	1529,2594	1529,25834	1,06	0,59	P18	1547,9879	1547,9886	-0,70	0,59
R5	1529,88073	1529,88044	0,29	0,59	P19	1548,8785	1548,87683	1,67	0,59
R4	1530,51343	1530,51304	0,39	0,59	P20	1549,77713	1549,7759	1,22	0,59
R3	1531,15707	1531,15613	0,93	0,59	P21	1550,68687	1550,68579	1,08	0,59
R2	1531,81027	1531,80978	0,48	0,59	P22	1551,6083	1551,60651	1,79	0,59
R1	1532,47377	1532,47395	-0,18	0,59	P23	1552,538	1552,53809	-0,09	0,59
R0	1533,14828	1533,14868	-0,40	0,59	P24	1553,4795	1553,48054	-1,04	0,59
					P25	1554,43205	1554,43387	-1,82	0,59
					P26	1555,3982	1555,3981	0,10	0,59

Tabla 9: Calibración de la célula tri-gas en la zona del cianuro de hidrógeno.

En la Tabla 9 se muestra los valores de las longitudes de onda de máxima absorción obtenidos para las ramas R y P, respectivamente para la molécula de cianuro de hidrógeno, junto sus valores de referencia (λ_{ref}) [Sasada'90]. El valor medio de las diferencias respecto a la referencia ($\Delta\lambda$) es de $(0,60 \pm 0,18)$ pm para la rama R mientras que para la rama P es de $(0,49 \pm 0,35)$ pm. Estos resultados se muestran asimismo en la Figura 24, donde la barras de error de los puntos experimentales son la incertidumbre (k

=2) de la calibración.

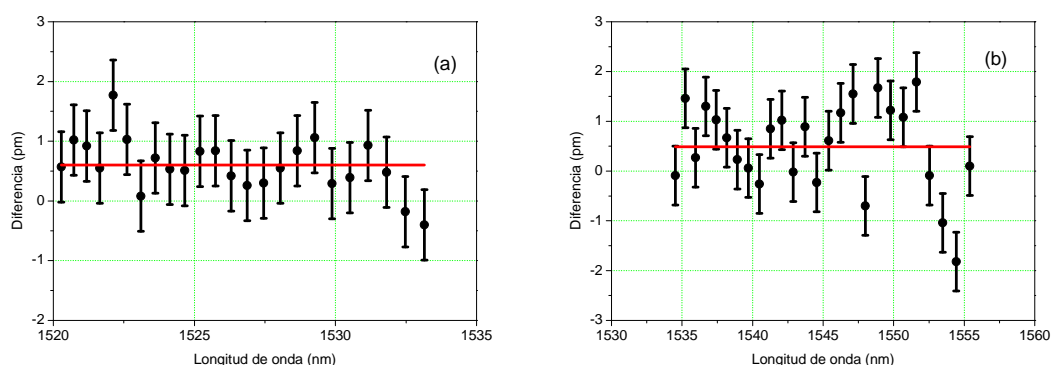


Figura 24: Diferencias entre las longitudes de onda medidas y las de referencia para las ramas (a) R y (b) P del $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$. En rojo se muestra el valor promedio de las diferencias.

El mismo análisis se muestra para el $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ en la Tabla 10 y la Figura 22, usando en este caso los valores de referencia del NIST [Gilbert'02]. En este caso el valor medio de las diferencias es (-1.60 ± 0.25) pm para la rama R y (-1.74 ± 0.52) pm para la rama P.

$^{12}\text{C}^{16}\text{O}$									
Rama R					Rama P				
R	$\lambda_{\text{med.}}$ /nm	$\lambda_{\text{ref.}}$ /nm	$\Delta\lambda$ /pm	Incer. /pm	P	$\lambda_{\text{med.}}$ /nm	$\lambda_{\text{ref.}}$ /nm	$\Delta\lambda$ /pm	Incer. /pm
R20	1560,86733	1560,868	-0,67	0,59	P1	1575,64853	1575,6498	-1,27	0,59
R19	1561,25685	1561,26	-3,15	0,59	P2	1576,6296	1576,6311	-1,50	0,59
R18	1561,67733	1561,6786	-1,27	0,59	P3	1577,63797	1577,6397	-1,73	0,59
R17	1562,122	1562,1237	-1,70	0,59	P4	1578,6734	1578,6758	-2,40	0,59
R16	1562,5937	1562,5953	-1,60	0,59	P5	1579,7368	1579,7392	-2,40	0,59
R15	1563,0916	1563,0935	-1,90	0,59	P6	1580,8281	1580,83	-1,90	0,59
R14	1563,6166	1563,6183	-1,70	0,59	P7	1581,9469	1581,9485	-1,60	0,59
R13	1564,168	1564,1697	-1,70	0,59	P8	1583,0928	1583,0945	-1,70	0,59
R12	1564,745	1564,7477	-2,70	0,59	P9	1584,2666	1584,2683	-1,70	0,59
R11	1565,35045	1565,3523	-1,85	0,59	P10	1585,46795	1585,4698	-1,85	0,59
R10	1565,98185	1565,9835	-1,65	0,59	P11	1586,698	1586,6993	-1,30	0,59
R9	1566,6397	1566,6414	-1,70	0,59	P12	1587,95435	1587,9567	-2,35	0,59
R8	1567,3247	1567,3261	-1,40	0,59	P13	1589,24047	1589,2422	-1,73	0,59
R7	1568,0358	1568,0375	-1,70	0,59	P14	1590,55313	1590,5559	-2,77	0,59
R6	1568,7737	1568,7756	-1,90	0,59	P15	1591,89455	1591,8978	-3,25	0,59
R5	1569,5392	1569,5405	-1,30	0,59	P16	1593,2697	1593,2681	1,60	0,59
R4	1570,3309	1570,3323	-1,40	0,59					
R3	1571,14983	1571,1509	-1,07	0,59					
R2	1571,99565	1571,9965	-0,85	0,59					
R1	1572,8677	1572,8691	-1,40	0,59					
R0	1573,76775	1573,7687	-0,95	0,59					

Tabla 10: Calibración de la célula tri-gas en la zona de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$.

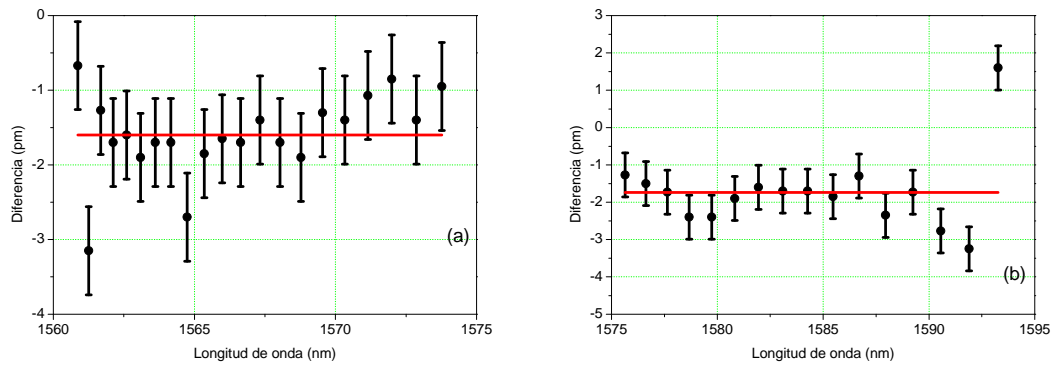


Figura 25: Diferencias entre las longitudes de onda medidas y las de referencia para las ramas (a) R y (b) P del $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$. En rojo se muestra el valor promedio de las diferencias.

Finalmente, la Tabla 11 y Figura 23 muestran el caso del $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, también usando los valores de referencia del NIST [Gilbert'02]. Las diferencias encontradas son (-1.84 ± 0.24) pm para la rama R y (-2.04 ± 0.27) pm para la rama P.

$^{13}\text{C}^{16}\text{O}$									
Rama R					Rama P				
	$\lambda_{med.}$ /nm	$\lambda_{ref.}$ /nm	$\Delta\lambda$ /pm	Incer. /pm	P	$\lambda_{med.}$ /nm	$\lambda_{ref.}$ /nm	$\Delta\lambda$ /pm	Incer. /pm
R19	1596,15653	1596,1595	-2,98	0,59	P1	1610,657	1610,6596	-2,60	0,59
R18	1596,5873	1596,5895	-2,20	0,59	P2	1611,63675	1611,6393	-2,55	0,59
R17	1597,0429	1597,0454	-2,50	0,59	P3	1612,64463	1612,6457	-1,07	0,59
R16	1597,5255	1597,5271	-1,60	0,59	P4	1613,6762	1613,6788	-2,60	0,59
R15	1598,03325	1598,0349	-1,65	0,59	P5	1614,737	1614,7388	-1,80	0,59
R14	1598,5671	1598,5686	-1,50	0,59	P6	1615,8236	1615,8255	-1,90	0,59
R13	1599,1269	1599,1284	-1,50	0,59	P7	1616,9378	1616,9392	-1,40	0,59
R12	1599,7123	1599,7141	-1,80	0,59	P8	1618,07745	1618,0797	-2,25	0,59
R11	1600,3241	1600,3258	-1,70	0,59	P9	1619,245	1619,2473	-2,30	0,59
R10	1600,9615	1600,9636	-2,10	0,59	P10	1620,4404	1620,442	-1,60	0,59
R9	1601,62585	1601,6274	-1,55	0,59	P11	1621,66165	1621,6641	-2,45	0,59
R8	1602,3161	1602,3174	-1,30	0,59	P12	1622,9105	1622,9132	-2,70	0,59
R7	1603,0323	1603,0334	-1,10	0,59	P13	1624,1886	1624,1898	-1,20	0,59
R6	1603,7738	1603,7756	-1,80	0,59	P14	1625,4916	1625,494	-2,40	0,59
R5	1604,5426	1604,5439	-1,30	0,59	P15	1626,8233	1626,8257	-2,40	0,59
R4	1605,3368	1605,3385	-1,70	0,59	P16	1628,1836	1628,1851	-1,50	0,59
R3	1606,15777	1606,1593	-1,53	0,59					
R2	1607,0042	1607,0064	-2,20	0,59					
R1	1607,877	1607,8799	-2,90	0,59					

Tabla 11: Calibración de la célula tri-gas en la zona de $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$.

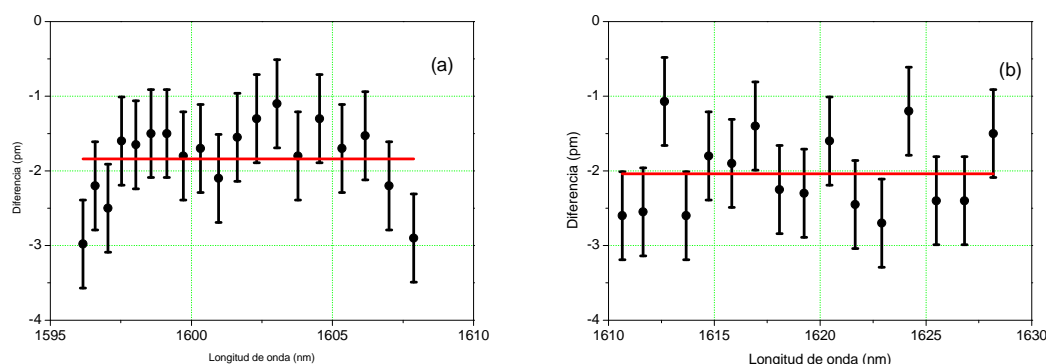


Figura 26: Diferencias entre las longitudes de onda medidas y las de referencia para las ramas (a) R y (b) P del $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$. En rojo se muestra el valor promedio de las diferencias.

En la Tabla 12 se encuentra resumido el valor promedio de la desviación en longitud de onda de las absorciones para cada una de las ramas, así como su incertidumbre. Estos valores muestran que la incertidumbre para cada una de las ramas y para cada una de las especies químicas presentes en la celda es inferior a la incertidumbre del experimento (± 0.59 pm). Sin embargo, el promedio de las diferencias para todas las ramas y especies se encuentran por encima de la incertidumbre del experimento. Por este motivo, se realizó una corrección ambiental detallada en el siguiente epígrafe.

	$\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$		$^{12}\text{C}^{16}\text{O}$		$^{13}\text{C}^{16}\text{O}$	
	Promedio /pm	Incert. /pm	Promedio /pm	Incert. /pm	Promedio /pm	Incert. /pm
Rama R	0,60	0,18	-1,60	0,25	-1,84	0,24
Rama P	0,49	0,35	-1,74	0,52	-2,04	0,27

Tabla 12: Desviaciones promedio e incertidumbres de las moléculas presentes en la celda. La incertidumbre está expresada en $k = 2$

3.4. Corrección por presión y temperatura

La longitud de onda de la luz a la cual absorbe una molécula y la anchura de la absorción dependen de diversos factores, entre ellos la presión y temperatura a la cual se encuentra [Demtröder'15a]. Este efecto permite explicar las diferencias obtenidas en el epígrafe anterior, principalmente por las diferencias de presión detalladas en la Tabla 13.

En el caso del $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, no se ha encontrado en la bibliografía datos fiables de su dependencia frecuencial con la presión. Sin embargo en [Swann'02b] se presenta un estudio del desplazamiento debido a la presión para la misma transición del $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$. Las correcciones para esta especie química varían en el rango de $-0,10$ pm/kPa y $0,10$ pm/kPa.

Gas	Presión	Presión en referencia	Diferencia de presión
H ¹² C ¹⁴ N	0,666 kPa (5 Torr)	0,173 kPa (1,3 Torr) [Sasada'90]	0,493 kPa
¹² C ¹⁶ O	20 kPa (150 Torr)	133 kPa (1000 Torr) [Gilbert'02]	-113 kPa
¹³ C ¹⁶ O	20 kPa (150 Torr)	133 kPa (1000 Torr) [Gilbert'02]	-113 kPa

Tabla 13: Comparación entre las presiones parciales en las celdas de referencia usadas (incluida su referencia bibliográfica) y la célula bajo calibración.

En el caso de ambos monóxidos (¹²C¹⁶O y ¹³C¹⁶O) estas dependencias están tabulados en [Swann'02a]. La diferencia en longitud de onda para el ¹²C¹⁶O para cada una de las líneas estudiadas se presenta en la Tabla 14 y en la Figura 27. La aplicación de la corrección de presión para las líneas estudiadas del ¹³C¹⁶O, se presentan en la Tabla 15 y se muestran gráficamente en Figura 28.

¹² C ¹⁶ O					
Rama R			Rama P		
20	-0,67	1,38	1	-1,27	0
19	-3,15	-1,16	2	-1,5	-0,2
18	-1,27	0,63	3	-1,73	-0,3
17	-1,7	0,14	4	-2,4	-0,83
16	-1,6	0,17	5	-2,4	-0,75
15	-1,9	-0,14	6	-1,9	-0,14
14	-1,7	0,06	7	-1,6	0,2
13	-1,7	0,05	8	-1,7	0,13
12	-2,7	-0,96	9	-1,7	0,18
11	-1,85	-0,12	10	-1,85	0,06
10	-1,65	0,06	11	-1,3	0,65
9	-1,7	0,01	12	-2,35	-0,38
8	-1,4	0,27	13	-1,73	0,27
7	-1,7	-0,04	14	-2,77	-0,74
6	-1,9	-0,3	15	-3,25	-1,19
5	-1,3	0,24	16	1,6	3,68
4	-1,4	0,08			
3	-1,07	0,33			
2	-0,85	0,46			
1	-1,4	-0,17			
0	-0,95	0,15			

Tabla 14: Resultado de la corrección de presión para ambas bandas del ¹²C¹⁶O.

$^{13}\text{C}^{16}\text{O}$					
Rama R			Rama P		
19	-2,98	-0,81	1	-2,6	-1,34
18	-2,2	-0,09	2	-2,55	-1,22
17	-2,5	-0,49	3	-1,07	0,37
16	-1,6	0,31	4	-2,6	-1,06
15	-1,65	0,16	5	-1,8	-0,15
14	-1,5	0,31	6	-1,9	-0,12
13	-1,5	0,31	7	-1,4	0,49
12	-1,8	0,01	8	-2,25	-0,34
11	-1,7	0,06	9	-2,3	-0,37
10	-2,1	-0,38	10	-1,6	0,41
9	-1,55	0,17	11	-2,45	-0,37
8	-1,3	0,42	12	-2,7	-0,66
7	-1,1	0,62	13	-1,2	0,78
6	-1,8	-0,15	14	-2,4	-0,36
5	-1,3	0,28	15	-2,4	-0,36
4	-1,7	-0,18	16	-1,5	0,66
3	-1,53	-0,12			
2	-2,2	-0,9			
1	-2,9	-1,7			

Tabla 15: Resultado de la corrección de presión para ambas bandas del $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$.

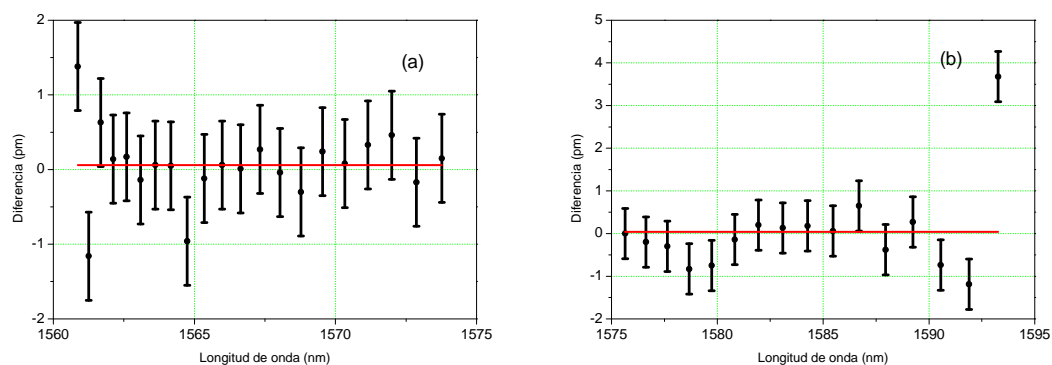


Figura 27: Resultado de la corrección de presión en la banda (a) R y (b) P del $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$.

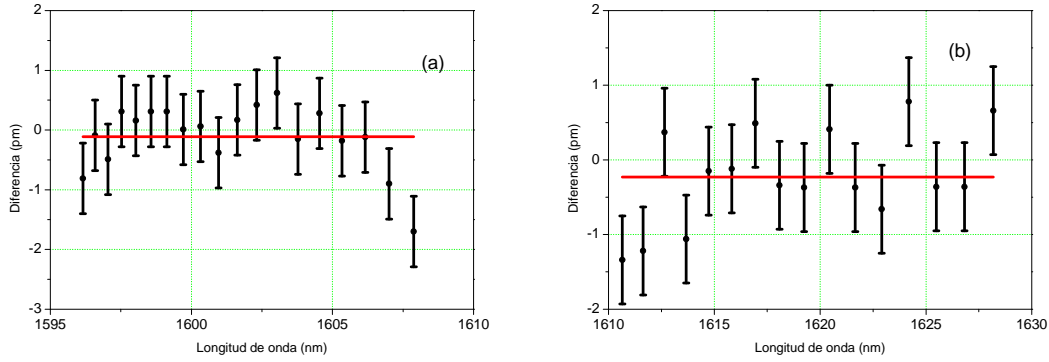


Figura 28: Resultado de la corrección de presión en la banda (a) R y (b) P del $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$.

Después de las correcciones de presión realizadas, todas las diferencias son compatibles con la incertidumbre del experimento de ± 0.59 pm. En la Tabla 16 se presentan el promedio de las diferencias en cada una de las ramas para los dos isótopos del monóxido de carbono, antes y después de dicha corrección.

Gas	Rama.	$\Delta\lambda$ /pm		$\Delta\lambda_{\text{corregida}}$ /pm	
		Prom.	Incer.	Prom.	Incer.
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}$	R	-1,60	0,25	0,06	0,22
	P	-1,74	0,52	0,04	0,54
$^{13}\text{C}^{16}\text{O}$	R	-1,84	0,24	-0,11	0,26
	P	-2,04	0,25	-0,23	0,32

Tabla 16: Comparación entre el promedio de la diferencia en longitud de onda antes de la corrección del desplazamiento por presión y después.

Por otra parte, las líneas de absorción pueden ser sensibles a cambios de temperatura y campos electromagnéticos. De forma general, esta sensibilidad es pequeña en comparación con el cambio de presión. Debido al hecho de que el cambio de presión depende de la tasa de colisión molecular, hay una pequeña dependencia del cambio de la presión con la temperatura. Esta dependencia puede estudiarse con la fórmula [Gilbert'02]:

$$\Delta\lambda(T) = \Delta\lambda(T_m) \sqrt{\frac{T}{T_m}}$$

donde $\Delta\lambda(T)$ es el desplazamiento del máximo de absorción debido a la temperatura T , y $\Delta\lambda(T_m)$ es el desplazamiento del máximo de absorción debido a la temperatura de referencia T_m (T_m obtenida de la referencia bibliográfica correspondiente). Las temperaturas T y T_m vienen expresadas en K. De la ecuación anterior se puede ver que un centro de la línea es bastante insensible a los cambios de temperatura, ya que un aumento de 50 °C

respecto de la temperatura ambiente aumentaría el cambio de presión en sólo un 8 % (0,2 pm). Para las temperaturas normales de trabajo de los laboratorios de calibración (23 ± 1 °C) esta contribución se considera despreciable.

3.5. Montaje para la caracterización del reloj óptico

Para la realización del reloj óptico se ha usado un láser de diodo DFB (*Distributed Fiber Bragg*) [DeCusatis'06] modelo EP1542-NLW-BBI-001 fabricado por Eblana Photonics de longitud nominal 1542,2 nm. El encapsulado que dicho láser presenta es tipo butterfly de 14 pines. Este encapsulado permite controlar la intensidad de alimentación, así como la temperatura del mismo mediante un Peltier. El diodo láser se monta sobre una base Thorlabs modelo LM 14S2, siendo controlado por una fuente de alimentación modelo LDC-3724B de ILX Lightwave con módulo para la estabilización de la temperatura del láser.

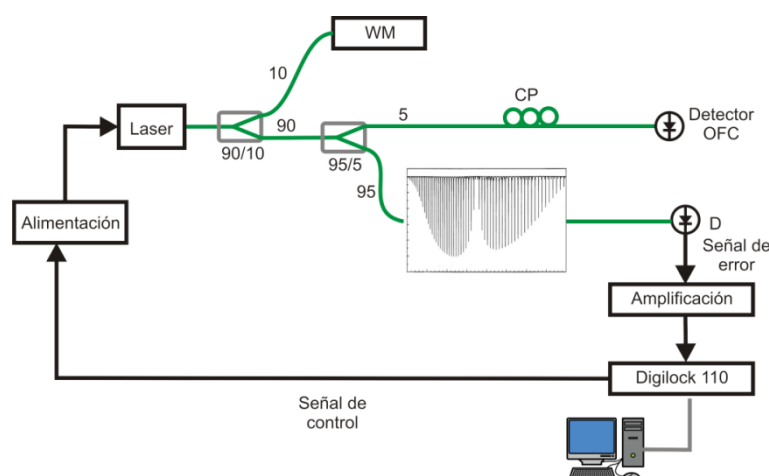


Figura 29: Estabilización del láser DFB en la pendiente de la absorción P10 del $H^{12}C^{14}N$ (1541,2711 nm).

La caracterización de la señal obtenida del reloj óptico se realiza enfrentando el láser anclado con el OFC del Instituto de Óptica (IO-CSIC) (ver Anexos I y II). Mediante un acoplador de fibra de relación 90/10, el 10 % de la potencia emitida por el láser es introducida en el WM modelo WA-1650 de EXFO con el objetivo de monitorizar la emisión instantánea del láser DFB y así situar la longitud de onda de emisión del láser lo más próximo a la longitud de onda de la línea P10. El 90 % de la potencia es dividida de nuevo con un acoplador de relación 95/5, en donde el 95% es introducido en la celda de $H^{12}C^{14}N$. La potencia a la salida de la celda es detectada mediante un detector de silicio y la fotocorriente generada es amplificada por un amplificador de corriente Thorlabs modelo PDA 200C. Esta señal es introducida en un PID digital modelo Digi-

Lock 110 fabricado por Toptica, el cual genera una señal de control que es enviada a la fuente de alimentación ILX a través de un BNC que permite la modulación de la corriente de alimentación del diodo láser. El 5 % de la segunda rama en el segundo acoplador es introducido en la unidad de batido todo-en-fibra para poder medir la frecuencia de emisión con el OFC (Figura 29).

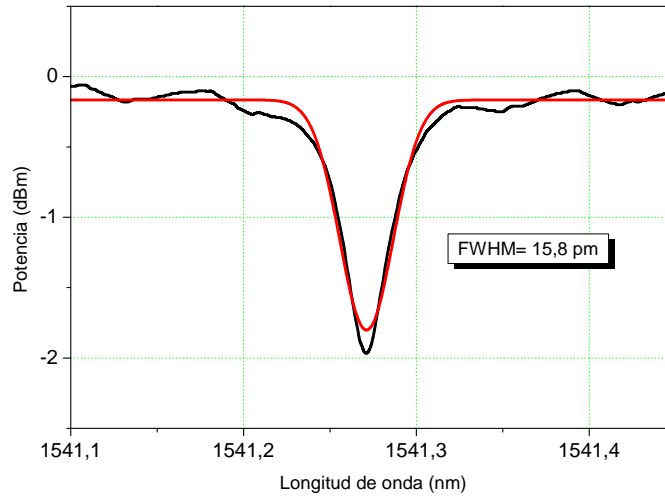


Figura 30: Línea P10 del $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ medida durante la calibración con el WM (negro) y su ajuste gaussiano (rojo).

En particular, el láser se ha anclado al flanco de bajada de la absorción P10 del $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ cuya longitud de onda es de $(1541,271\ 10 \pm 0,000\ 59)$ nm, mostrada en la Figura 30. Esta línea presenta una anchura a mitad de altura de 15,8 pm. Dado que la frecuencia central de la línea de absorción es de 194 509 880,38 MHz (1541,27110 nm) y la incertidumbre asociada a la anchura de la propia línea ($\sigma = FWHM/2\sqrt{2\ln 2}$) es de 846,81 MHz (6,71 pm), podemos calcular que la frecuencia del láser estabilizado es de 194 510 304,24 MHz (1541,26775 nm).

3.6. Caracterización de la señal del reloj óptico

En la Figura 31 se muestra el batido heterodino del reloj óptico con el diente más próximo del OFC, una vez filtrado para su conteo. La frecuencia resultante se calcula según lo explicado en el Anexo I.

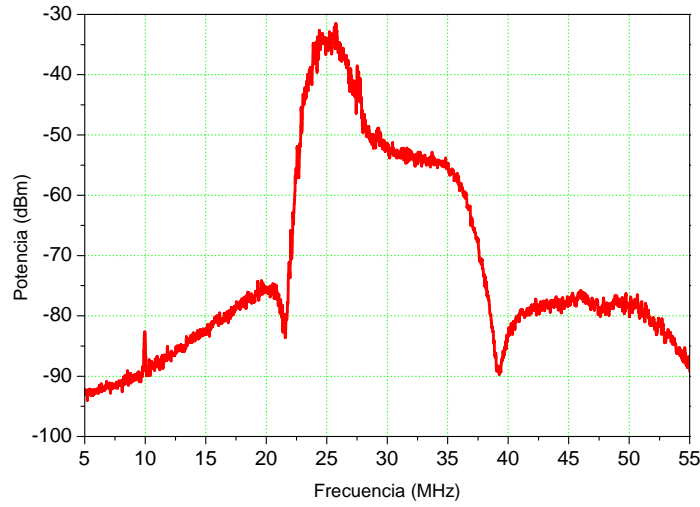


Figura 31: Batido filtrado del laser DFB con un diente del IO-FFC.

En la Tabla 17 y Tabla 18 se presentan las frecuencias medidas por el OFC y por el WM respectivamente, así como sus incertidumbres asociadas. En la Tabla 17, f_{rep} , f_0 , f_{beat} son las estabilidades de la frecuencia de repetición, offset y batido respectivamente; Δf_{rep} , Δf_0 , Δf_{beat} son las resoluciones de los contadores que miden estas frecuencias; $\delta f_{rep-CAL}$, δf_0-CAL , $\delta f_{beat-CAL}$ son las incertidumbres de calibración de los respectivos contadores de frecuencia. De igual forma en la Tabla 18, f_{WM} es la estabilidad de la medida con el WM, Δf_{WM} es la resolución del WM en frecuencia, ΔT es la resolución del sensor de temperatura del WM, ΔP es la resolución del sensor de presión del WM y ΔHR es la resolución del sensor de humedad relativa del WM.

			Láser (Línea P10)		
Mag.	Comp. Incer.	Tipo	Valor /Hz	Incer. /Hz	Contrib. /Hz
f_{rep}	f_{rep}	A	$1,000\ 0 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^4$
	Δf_{rep}	B		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^2$
	$\delta f_{rep-CAL}$	B	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^4$
f_0	f_0	A	$2,000\ 0 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$
	Δf_0	B		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
	δf_0-CAL	B	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
f_{beat}	f_{beat}	A	$-3,412\ 51 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$
	Δf_{beat}	B		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
	$\delta f_{beat-CAL}$	B	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
					$1,9 \cdot 10^5$
f_{OFC}			$194\ 510\ 301\ 4,4 \cdot 10^5$	$3,9 \cdot 10^5$	

Tabla 17: Frecuencia del laser anclado en la línea P10 del $H^{12}C^{14}N$ medida con el OFC.

		Láser (Línea P10)			
	Mag.	Comp. Incer.	Valor /Hz	Incer. /Hz	Contrib. /Hz
EXFO	f_{WM}	f_{WM}	$194\,510\,300 \cdot 10^6$	0	0
		Δf_{WM}		$2,9 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$
		ΔT		$4,3 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$
		ΔP		$1,9 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^6$
		ΔHR		$0,12 \cdot 10^6$	$0,12 \cdot 10^6$
					$5,5 \cdot 10^6$
			$194\,510\,300 \cdot 10^6$	$11 \cdot 10^6$	

Tabla 18: Frecuencia del laser anclado en la línea P10 del $H^{12}C^{14}N$ medida con el WM

4. Conclusiones

En el presente capítulo se han desarrollado dos nuevas referencias frecuenciales para el laboratorio de metrología de fibras ópticas del IO-CSIC.

En la primera parte se ha diseñado un reloj atómico óptico centrado en 780 nm basado en una celda de Rb atómico. Para obtener la trazabilidad de la referencia óptica del reloj, se ha saturado la celda mediante un haz auxiliar, colineal y contrapropagante. El láser se ha anclado en el pico de dos de las absorciones saturadas, cuyas frecuencias son $(384227,9819 \pm 0,0056)$ GHz y $(384228,1152 \pm 0,0046)$ GHz, y se ha estudiado su estabilidad durante un tiempo de 3600 s, eligiéndose la transición hiperfina $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_3$ por presentar una mayor estabilidad a largos tiempos.

En la segunda parte, se ha realizado un reloj molecular óptico. Para ello, se ha realizado la caracterización completa de una célula de absorción con una mezcla de tres gases: cianuro de hidrógeno $H^{12}C^{14}N$ (a presión de 5 Torr.), monóxido de carbono $^{12}C^{16}O$ y monóxido de carbono $^{13}C^{16}O$ (ambos a presión de 150 Torr.). Esta caracterización ha consistido en la medida de todas las líneas de absorción de la célula entre las longitudes de onda de 1520 nm a 1628 nm con ayuda de un WM de alta resolución calibrado respecto al OFC. Asimismo, se aplicó una corrección de derivas por presión que redujo los errores por debajo de la la incertidumbre de calibración ($\pm 0,59$ pm). Finalmente, se desarrolló el reloj molecular óptico, anclando un láser DFB en el flanco de la línea P10 (1541,2711 nm) del espectro de absorción del $H^{12}C^{14}N$. Este reloj ha sido caracterizado frente al OFC, obteniendo una frecuencia de $(194\,510\,201,44 \pm 0,38)$ MHz, para un tiempo de 63 s.

Estos resultados permiten extender los rangos frecuenciales disponibles en el IO-CSIC para la calibración de equipamiento óptico, con aplicaciones en campos tan diversos como las comunicaciones, el sensado o la espectroscopía.

Capítulo 3:

Síntesis de referencias ópticas monocromáticas mediante filtrado Brillouin de peines de frecuencia.

1. Introducción
2. Principio de operación
3. Montaje experimental
 - 3.1 Generación
 - 3.2 Filtrado
 - 3.3 Detección
4. Resultados
 - 4.1 Ancho de línea y estabilidad
 - 4.2 Sintonización y filtrado
5. Conclusiones

Capítulo 3: Síntesis de referencias ópticas monocromáticas mediante filtrado Brillouin de peines de frecuencia

1. Introducción

La unidad de tiempo y frecuencia está actualmente definida en base a la transición hiperfina del estado fundamental del átomo ^{133}Cs , establecida en $9,192631770 \cdot 10^9$ Hz [Essen'55, Wynands'05]. Como se ha descrito en el capítulo 1, durante mucho tiempo la conversión de esta referencia al rango óptico se basaba en el diseño de complicadas y costosas cadenas armónicas de frecuencias [Udem'97, Schnatz'96]. El desarrollo de los OFC simplificó este procedimiento, permitiendo referenciar las frecuencias ópticas con respecto a un reloj atómico en un único paso [Udem'02, Maddaloni'09]. Esta revolución tecnológica dio también lugar al desarrollo de nuevos patrones de frecuencias basados en transiciones de especies químicas moleculares, como las del acetileno en el rango de $1,5 \mu\text{m}$ [Nakagawa'96, Edwards'04, Balling'05, Edwards'05], o iónicas, como Hg^+ y Al^+ en el rango de los petahertzios [Rosenband'08].

Sin embargo, cuando se desea extraer una componente frecuencial arbitraria del

OFC fuera de las referencias disponibles, se hace necesario el filtrado óptico del peine. Para esta tarea se han propuesto AWGs (del inglés *Array-Waveguide Gratings*), redes de Bragg en fibra o anclado mediante inyección óptica, [Cai'95, Fukushima'03]. No obstante, todas las alternativas mencionadas presentan graves limitaciones en términos de velocidad de respuesta, capacidad de sintonización y/o potencia de salida. En 2009, Subías y su grupo demostraron la amplificación Brillouin selectiva de un OFC para propósitos metrológicos [Subías'09]. Las líneas obtenidas en la banda C de comunicaciones ópticas mantenían una precisión en la frecuencia relativa en el orden del Hz, demostrando que el filtrado no deterioraba la estabilidad intrínseca del modo filtrado. A pesar de ello, el OFC de partida se basaba en modulación cruzada de fase (XPM) [Agrawal'07], por lo que el sistema no podía proporcionar medidas frecuenciales absolutas ni era utilizable para caracterización durante periodos largos de tiempo.

En este capítulo se presenta una técnica de síntesis de referencias monocromáticas mediante el filtrado Brillouin de un OFC auto-referenciado. La demostración experimental de este esquema incluye el análisis de la estabilidad de la frecuencia sintetizada y de su ancho de línea, así como su relación con las señales utilizadas en su síntesis. La técnica propuesta se beneficia tanto de la estabilidad y delgadez de línea del OFC, como de la capacidad de sintonización del filtrado Brillouin.

2. Principio de operación

Como se ha detallado en el capítulo 1, la representación en el dominio de frecuencias de este tren de pulsos consiste en un gran número de componentes frecuenciales (denominadas modos o dientes) uniformemente espaciadas a lo largo del espectro de emisión del material láser [Udem'02, Maddaloni'09, Reichert'99, Ye'05]. La frecuencia de cada uno de estos dientes está determinada por dos frecuencias que se encuentran en el rango de las microondas: la frecuencia de repetición determina la separación entre dos modos consecutivos y es igual al inverso del tiempo de repetición ($f_{rep} = 1/T_{rep}$); la frecuencia de offset (f_0) determina la diferencia de frecuencia entre el primer diente del peine y la frecuencia cero. Por tanto, la frecuencia del diente N del peine vendrá dada por:

$$f_N = N \cdot f_{rep} + f_0 \quad (3.1)$$

Cada uno de los dientes que componen el OFC puede considerarse un láser continuo con una frecuencia absoluta conocida con muy baja incertidumbre y por tanto adecuado para ser utilizado como referencia óptica. Para extraer una única de estas referencias, proponemos un filtrado basado en el efecto de dispersión Brillouin estimulada

(SBS, del inglés *Stimulated Brillouin Scattering*). El SBS es un efecto no lineal en el cual las ondas acústicas de un material producen un trasvase de fotones de la onda de bombeo que viajan por dicho material a una onda contrapropagante denominada onda Stokes [Buckland'96, Buckland'97, Ippen'72b]. El desplazamiento en frecuencia de la onda Stokes es conocido como desplazamiento Brillouin (ν_B) [Boyd'08, Agrawal'07]. El valor de este desplazamiento en las fibras ópticas de telecomunicaciones se encuentra en el rango de los GHz y está dado por la siguiente expresión:

$$\nu_B = \frac{2n\nu_a}{\lambda_p} \quad (3.2)$$

donde n es el índice de refracción de la fibra óptica, ν_a es la velocidad de las ondas acústicas del medio y λ_p es la longitud de onda de la onda de bombeo. La onda Stokes generada por el SBS presenta una estructura frecuencial Lorentziana, con un ancho de banda intrínsecamente determinado por el material de fabricación de la fibra. En particular, su anchura está relacionada con el tiempo de vida media de los fonones acústicos del material, T_B , mediante la siguiente ecuación:

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{2\pi T_B} \quad (3.3)$$

estando este valor en el rango de los MHz y siendo inversamente proporcional al cuadrado de λ_p [Nikles'97].

Este efecto es común a cualquier medio transparente, pero es especialmente eficiente en las fibras ópticas debido a su reducido tamaño de núcleo (9 μm en el caso de las fibras monomodo en el infrarrojo cercano) y la consiguiente concentración de intensidad óptica [Kobyakov'10]. Por lo tanto, es posible conseguir efectos no lineales con potencias de señal relativamente bajas. Esta interacción permite la amplificación de toda señal contrapropagante al bombeo cuya frecuencia se encuentre dentro de la banda de la onda Stokes [Tanemura'02]. Este principio básico ha sido implementado en diversas aplicaciones como la amplificación de líneas de transmisión coherentes [Atkins'86], el filtrado fotónico de microondas con redes de Brillouin dinámicas [Sancho'12] o el filtrado altamente selectivo en guías de onda ópticas de calcogenuros [Marpaung'15].

En nuestro caso, puesto que el ancho de banda del SBS está en el orden de la decena de MHz, es posible amplificar un único diente del OFC, generando así referencias monocromáticas. Esta amplificación da como resultado una señal óptica que hereda las características de anchura de línea y estabilidad en frecuencia del peine original, pero cuya longitud de onda puede seleccionarse de manera gruesa modificando las condicio-

nes de bombeo Brillouin, y de manera fina seleccionando los parámetros de generación del peine.

3. Montaje experimental

Para demostrar la viabilidad del sistema propuesto, se ha filtrado una única línea espectral del OFC auto-referenciado disponible en el laboratorio del IO-CSIC. Tal como se muestra en la Figura 32, podemos dividir el montaje experimental en tres secciones: la generación del OFC, el filtrado SBS y caracterización de la señal resultante.

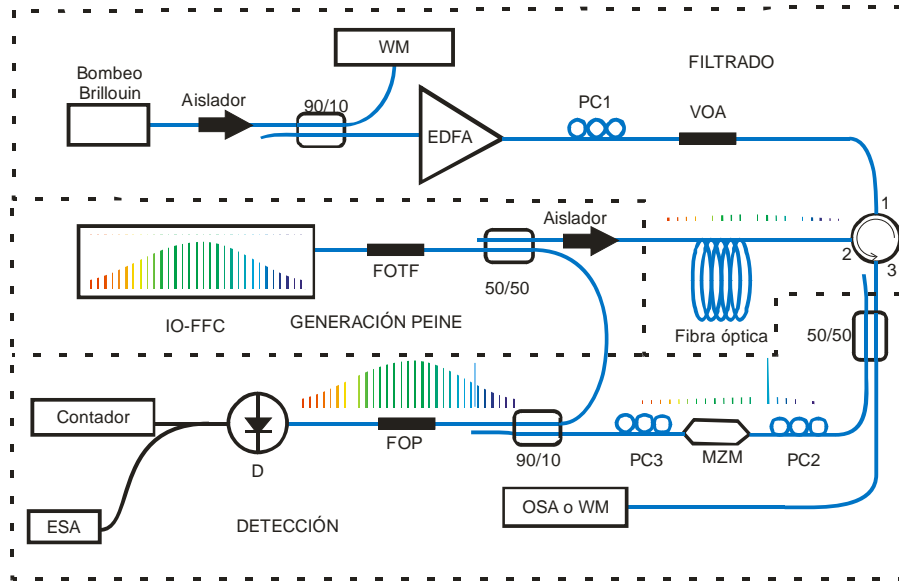


Figura 32: Montaje experimental usado para el filtrado de un diente del OFC. FOTF (filtro óptico sintonizable en fibra), VOA (atenuador óptico variable), EDFA (Amplificador de fibra dopada con Er), FOP (Polarizador óptico en fibra), MZM (Modulador Mach-Zehnder), PC (Control de polarización), D (Detector), WM.

3.1. Generación

La sección de generación comprende el OFC auto-referenciado y un filtro óptico sintonizable que nos permite seleccionar el rango de frecuencias del que posteriormente extraeremos el diente particular. El filtro óptico utilizado es un filtro en fibra modelo FOTF-025121333 de Agiltron, con rango de sintonización entre 1510 nm y 1580 nm, y un ancho de banda de 1 nm. El peine filtrado es dividido en un acoplador 50/50 cuyas salidas se dirigen a las secciones de filtrado y detección.

El OFC auto-referenciado del IO-CSIC se muestra esquemáticamente en la Figu-

ra 33, y está descrito en detalle en el Anexo II. Consiste en un láser de modos anclados basado en un oscilador de anillo en fibra óptica dopada con Er [Adler'04]. El oscilador genera pulsos de anchura de femtosegundos centrados en 1560 nm, con una tasa de repetición sintonizable entre 98 MHz y 102 MHz. La frecuencia de repetición se fija con un sintetizador de frecuencias referenciado a un reloj de Rb, sincronizado a su vez a la referencia internacional de tiempo mediante GPS (del inglés *Global Positioning System*). La estabilidad obtenida es del orden de 10^{-13} s a tiempos cortos. Para este experimento, se utilizó la salida auxiliar en fibra, que extrae el 6% de la potencia del oscilador.

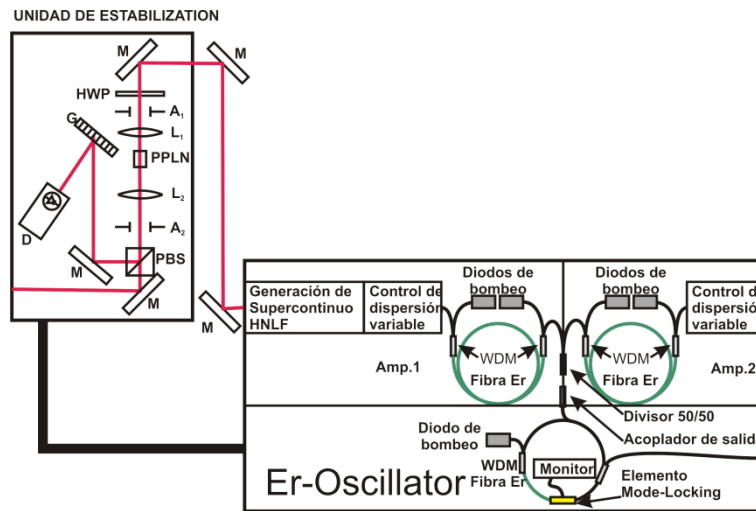


Figura 33: Esquema del OFC. WDM (Multiplexor por división de onda), PC (Control de polarización), M (Espejo), HWP (Lámina media onda), PBS (Cubo divisor de haz por polarización), G (Red de difracción), D (Detector), A (Apertura), L (Lente), PPLN (Cristal no lineal de Niobato de Litio)

3.2. Filtrado

El filtrado del diente del peine se lleva a cabo en 1 km de fibra monomodo (Pirelli SMF28). Como láseres de bombeo Brillouin contrapropagante, se utilizaron secuencialmente dos láseres DFB conectorizados con fibra óptica, comunes en el área de comunicaciones ópticas, de longitudes de onda nominales 1531,90 nm (*Láser 1*) y 1542,14 nm (*Láser 2*). Los láseres se estabilizaron en las pendientes de las absorciones P11 (1531,5879 nm) y P25 (1540,82744 nm) de una celda de acetileno ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$), y se amplificaron con un EDFA (EDFA-TV-24-FC/APC-B-11 de Accelink) con +23 dBm de potencia óptica de salida. Las condiciones de bombeo se optimizaron mediante un atenuador óptico variable en fibra (VOA) y un controlador de polarización (PC1).

3.3. Detección

El diente filtrado, extraído a través del tercer puerto del circulador, se divide mediante un acoplador 50/50. Un 50% de la señal se monitoriza en un analizador de espectros ópticos (OSA), con el fin de asegurar la superposición entre la banda de ganancia Brillouin y el OFC. El 50% de la señal restante es utilizada para caracterizar la estabilidad y la anchura de la señal obtenida del filtrado, mediante batido con el propio OFC auto-referenciado en una unidad de batido todo en fibra. Puesto que el diente filtrado ha sido obtenido del mismo OFC auto-referenciado con el que se pretende medir, es necesario inducir un desplazamiento en frecuencia conocido para que el batido resultante no sea nulo. Esto se consigue mediante un modulador óptico Mach-Zehnder de banda lateral única (MZM) operando en condiciones de polarización V_π para la supresión de la portadora. Antes del MZM, se incluye un segundo control de polarización (PC2) para optimizar la modulación. La frecuencia de modulación elegida fue de 430 MHz, de tal forma que la frecuencia de batido se encontrara dentro de la banda de la electrónica de detección. A la salida del MZM, el tercer control de polarización (PC3) permite optimizar la potencia de la señal de batido. La frecuencia de batido es medida con un fotodetector PIN de alta sensibilidad modelo FPD510 (Menlo Systems). El valor instantáneo de la frecuencia se midió con un contador de frecuencias de cuatro canales con 1 mHz de resolución modelo FXM50 (Menlo Systems), mientras que el ancho de línea de la señal filtrada se midió con un Analizador de espectros eléctricos (ESA) modelo HM5014-2 (Hameg) con 9 kHz de resolución.

La unidad de batido todo en fibra consiste en un filtro óptico sintonizable para fibra óptica FOTF-0251211333 fabricado por Agiltron, dos controladores de polarización, un acoplador en fibra 50/50, un polarizador en fibra y un detector rápido. El filtro óptico sintonizable permite seleccionar la región espectral del peine que se solapa con la fuente láser desconocida, pudiendo sintonizarse entre 1510 nm y 1585 nm con una anchura de filtro típica de 1 nm. Con la ayuda de un OSA, monitorizamos la posición relativa del láser desconocido y la zona filtrada del peine a fin de asegurar el total solapamiento de ambos. Los controles de polarización permiten ajustar la polarización del peine y del láser desconocido a fin de obtener una alta relación señal-ruido de la señal de batido en el detector. El proceso de medida de frecuencias láser seguido se presenta con mayor detalle en el Anexo I.

4. Resultados

4.1. Ancho de línea y estabilidad

Para caracterizar la señal sintetizada con este método propuesto, se ha estudiado el ancho de línea y la estabilidad del diente filtrado. La anchura de las señales involucradas en el proceso de filtrado, caracterizadas en el ESA, se muestran en la Figura 34. Para un láser de bombeo Brillouin cuya anchura de línea se encuentra en los 440 kHz y un peine cuyos dientes presentan anchura por debajo de la resolución del ESA (en este caso de 9 kHz), la anchura de línea de la señal sintetizada se encuentra por debajo de los 75 kHz.

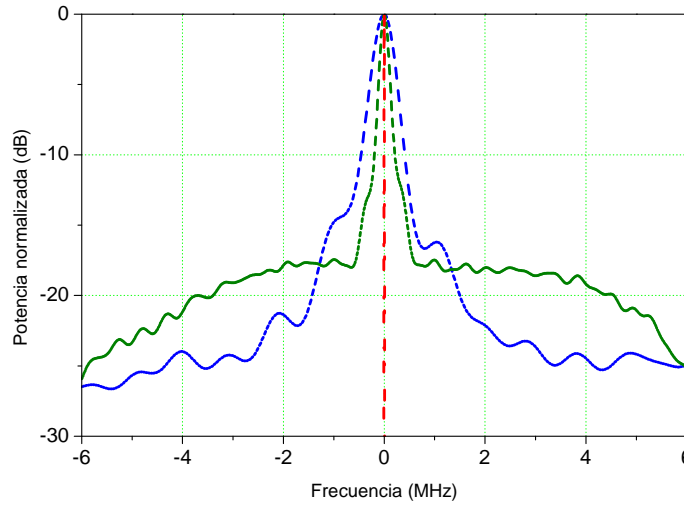


Figura 34: Espectro normalizado del láser de bombeo centrado en 1542 nm (color azul), el diente del OFC original (color rojo) y el diente filtrado (color verde).

Para cada uno de los láseres seleccionados se midió la frecuencia absoluta del bombeo Brillouin, el diente del OFC original y del diente una vez filtrado, durante un período continuo de 8 horas. Existen diversos estudios estadísticos posibles para analizar la estabilidad de las señales y sus fuentes de ruido, incluyendo la varianza de Allan [Allan'66] y sus modificaciones posteriores [Riley'08]. En particular, nuestro estudio se basa en la Desviación de Allan modificada (MVAR), regida por la siguiente ecuación:

$$MVAR(\tau) = \frac{1}{2m^4(M-3m+2)} \sum_{j=1}^{M-3m+2} \left\{ \sum_{l=j}^{j+m-1} \left(\sum_{k=l}^{l+m-1} [y_{k+m} - y_k] \right) \right\}^2 \quad (3.4)$$

donde $y(t)$ es la frecuencia fraccional definida por la expresión:

$$y(t) = \frac{f(t) - f_{nom}}{f_{nom}} \quad (3.5)$$

donde M es el número de datos y τ es el tiempo de integración, proporcional tiempo de muestreo τ_0 .

La desviación de Allan modificada para el láser de bombeo centrado en 1542 nm, el diente original del OFC y la señal filtrada por SBS se presentan en la Figura 35. Las curvas correspondientes al láser de bombeo centrado en 1532 nm se presentan en la Figura 36. Resulta destacable que para tiempos de integración cortos, la señal filtrada hereda la estabilidad del OFC. En particular, para tiempos $\tau = 1$ s, se observa una estabilidad de 4×10^{-11} en la señal filtrada en ambos casos, independientemente de la estabilidad original del láser de bombeo. Así pues, la estabilidad del bombeo es mejorado en hasta 70 veces.

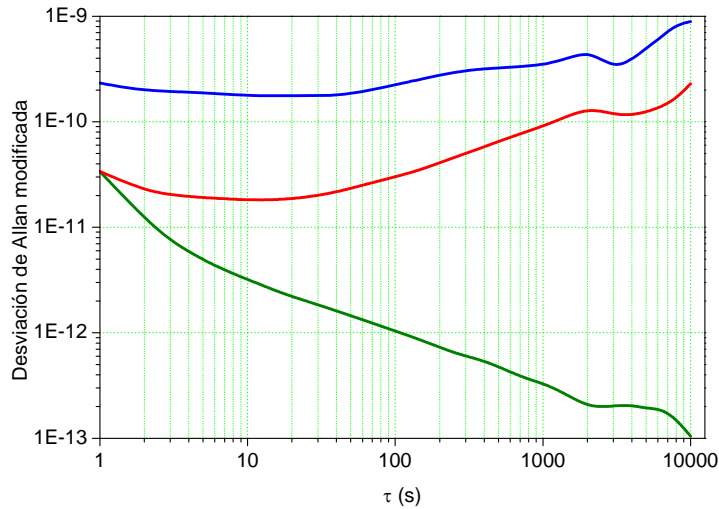


Figura 35: Desviación de Allan modificada para el láser de bombeo centrado en 1542 nm (azul), el peine (verde) y la referencia sintetizada (rojo).

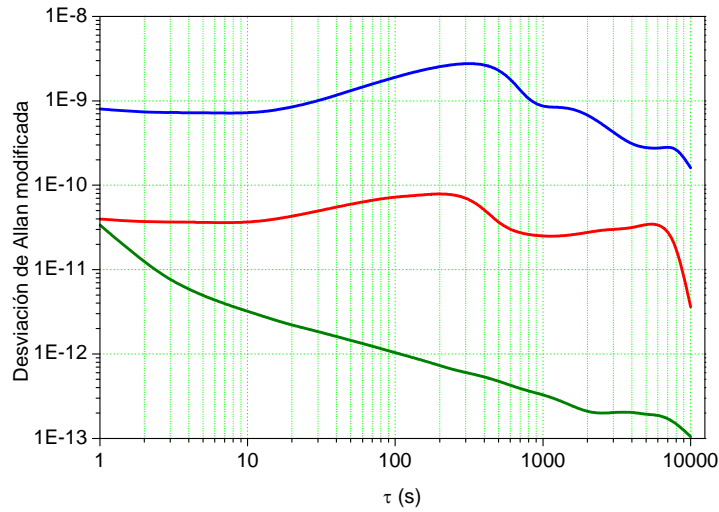


Figura 36: Desviación de Allan modificada para el láser de bombeo centrado en 1532 nm (azul), el peine (verde) y la referencia sintetizada (rojo).

No obstante, a medida que el tiempo de integración aumenta, la estabilidad de la señal filtrada sigue la tendencia del láser de bombeo. Esto queda perfectamente reflejado en el paralelismo entre la señal filtrada y en la señal de bombeo tanto para el láser de 1542 nm como para el de 1532 nm. Las inestabilidades de los láseres de bombeo Brillouin son transmitidas a la señal filtrada por el ruido de fase en el proceso de amplificación. A pesar de la existencia de dichas tendencias, la mejora en la estabilidad en la señal sintetizada respecto del bombeo es mantenida en todo el tiempo analizado.

En resumen, el proceso de filtrado proporciona una señal que mejora significativamente la anchura de línea y la estabilidad en frecuencia en comparación con el láser de bombeo, permitiendo su uso como una frecuencia de referencia óptica.

4.2. Sintonización y filtrado

La flexibilidad del filtrado SBS permite la síntesis de cualquier frecuencia deseada dentro del rango de emisión del OFC, mostrado en la Figura 37. La frecuencia sintetizada es seleccionada en un proceso de sintonización que comprende dos pasos. Primeramente, se realiza una sintonización gruesa en la cual el láser de bombeo se ajusta de forma que la banda de amplificación del proceso SBS se encuentre en la región de longitudes de onda en la cual se quiera obtener la referencia. Una vez ajustada la banda de la amplificación Brillouin, la frecuencia exacta de la señal sintetizada se puede seleccionar con gran precisión ajustando la frecuencia de repetición del OFC. En el caso del montaje utilizado y para el rango de frecuencias en el cual se obtiene la señal filtrada, una resolución en la f_{rep} de 10 μ Hz, permite alcanzar una resolución de sintonización fi-

nal en la frecuencia obtenida por debajo de los 20 Hz.

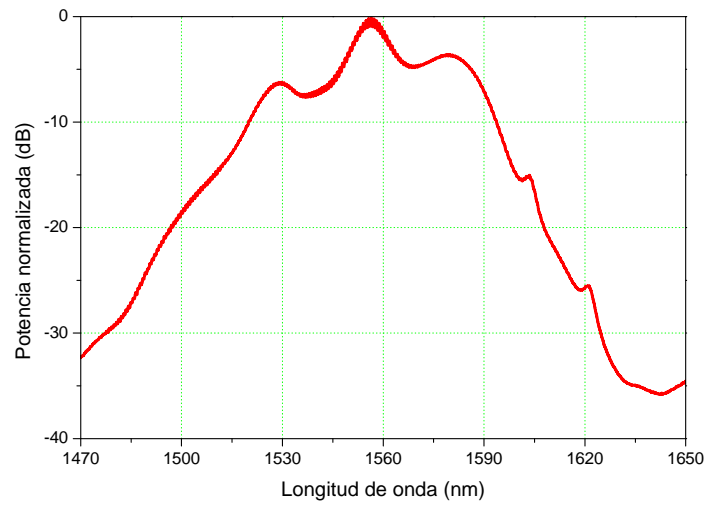


Figura 37: Espectro óptico del OFC.

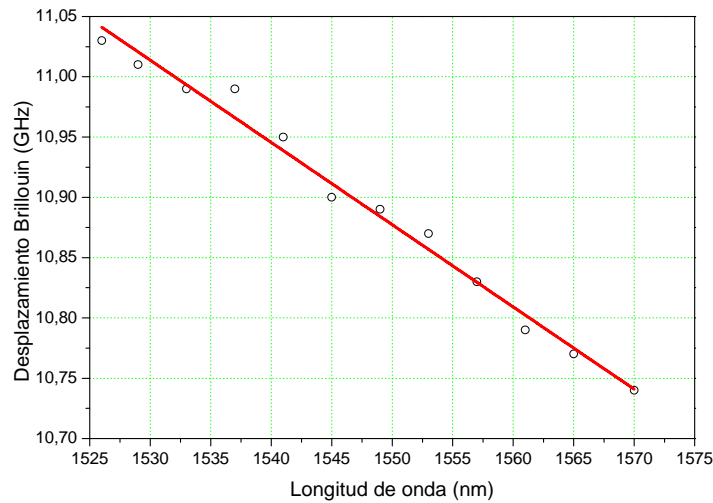


Figura 38: Dependencia del desplazamiento Brillouin en la banda C para la fibra óptica utilizada para el filtrado. En rojo se representa el ajuste lineal.

A la hora de adaptar la frecuencia central de bombeo, es necesario considerar la dependencia frecuencial del desplazamiento Brillouin. Dicha dependencia fue caracterizada experimentalmente para la fibra óptica utilizada en el montaje experimental (Figura 38). Dicha caracterización se realizó mediante monitorización simultánea con sendos WM del láser de bombeo y la onda contrapropagante Brillouin generada. En el

rango de longitudes de onda estudiado, la relación entre el desplazamiento Brillouin y la longitud de onda de bombeo sigue una relación aproximadamente lineal. Para un láser de bombeo centrado en 1530 nm, el desplazamiento Brillouin de la fibra se encuentra en 11 GHz, con una pendiente de $-6,8$ MHz/nm.

Asimismo, se ha caracterizado la amplificación obtenida en el proceso SBS para los dos láseres de bombeo utilizados mediante un OSA estándar basado en un monocromador de cuatro pasos (modelo Q8384, ADVANTEST). Los resultados para el láser de bombeo de 1540 nm se muestran en la Figura 39, mostrando un factor de amplificación de 46 dB.

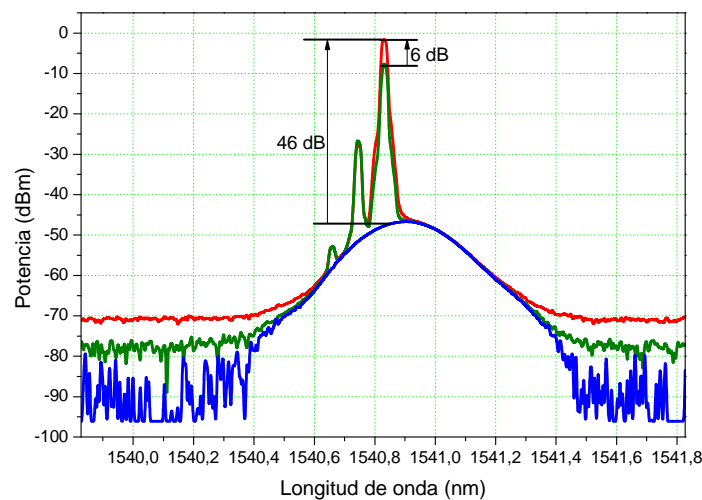


Figura 39: Medida de la amplificación obtenida con el proceso SBS. En color azul se muestra el espectro del OFC, en verde el espectro combinado del OFC y el SBS cuando no hay ningún diente amplificado, y en rojo el espectro combinado OFC y SBS cuando un diente está siendo amplificado.

Adicionalmente, se ha caracterizado la anchura del espectro de ganancia del SBS mediante dos métodos para el caso del láser de bombeo centrado en 1540 nm. En el primer método se ha usado la detección heterodina de la banda anti-Stokes directamente sobre un ESA (Figura 40). El batido localizado a 200 MHz corresponde con el batido proveniente del propio peine, mientras que los batidos que se encuentran alrededor de 180 MHz y 220 MHz corresponden con el batido de la banda de ganancia Brillouin con dos modos del peine consecutivos. El ajuste a una función gaussiana resulta en una anchura de la ganancia Brillouin $\Delta\nu_B$ de 7,2 MHz. En el segundo método, la potencia del modo filtrado se ha medido frente a variaciones de la frecuencia de bombeo (Figura 41). Tras el mismo ajuste, se obtiene un valor de $\Delta\nu_B = 4,9$ MHz.

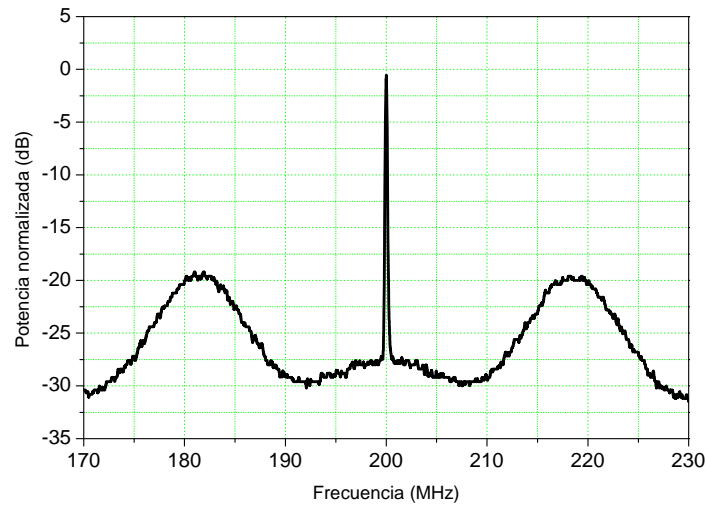


Figura 40: Espectro de ganancia Brillouin medida mediante el batido heterodino de la onda anti-Stokes generada por el SBS en la fibra con el OFC.

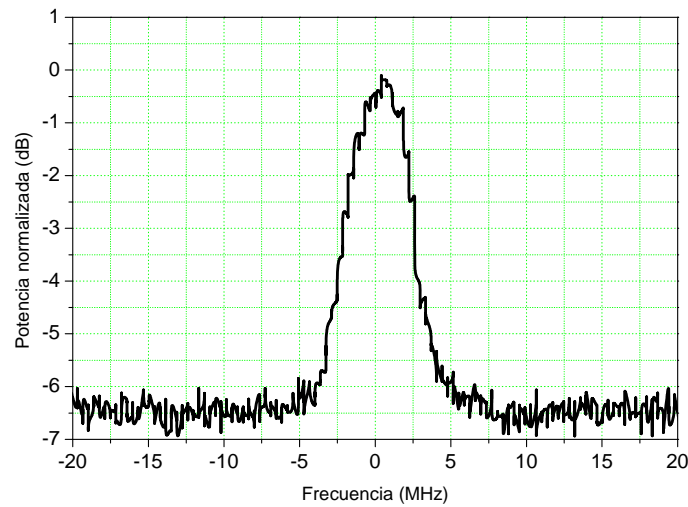


Figura 41: Espectro de ganancia Brillouin medida mediante el registro de la potencia óptica del diente amplificado del OFC en función de la frecuencia de emisión del láser de bombeo.

Los valores del ancho de banda, desplazamiento Brillouin y amplificación presentan un buen acuerdo con los valores típicos que se encuentran en las referencias clásicas para el filtrado de SBS en fibras ópticas monomodo [Agrawal'07, Ippen'72b, Tanemura'02, Atkins'86, Sancho'12, Marpaung'15, Nikles'97, Kobiakov'10]. Cabe

destacar que la estabilidad en el nivel de amplificación está determinada por la estabilidad de la longitud de onda del láser de bombeo [Subías'09]. Con una estabilidad en la longitud de onda entre $2 \cdot 10^{-10}$ y $3 \cdot 10^{-9}$ para todos los casos y marcos temporales bajo estudio, la estabilidad en la amplificación se encuentra dentro del rango 0,13 dB y 0,7 dB. El ancho de banda del SBS es suficientemente estrecho como para asegurar que un único diente del OFC es amplificado simultáneamente, mientras que presenta una anchura adecuada para permitir la sintonización fina del diente del OFC dentro de la banda.

5. Conclusiones

En este capítulo se ha propuesto y demostrado la viabilidad de un esquema de síntesis de frecuencias ópticas, en el cual un único diente procedente de un OFC auto-referenciado es extraído mediante SBS.

La frecuencia de la señal óptica puede seleccionarse libremente dentro de la región de emisión del OFC de partida, pudiendo ajustarse de forma muy precisa mediante una sintonización en dos fases: una sintonización gruesa en la cual se sintoniza la longitud de onda del láser de bombeo Brillouin; y una sintonización fina ajustando los parámetros de control del peine. La resolución final de la sintonización de la frecuencia obtenida está por debajo de los 20 Hz para la banda C de comunicaciones ópticas.

La viabilidad de este esquema se ha demostrado sintetizando dos frecuencias dentro del ancho de banda de emisión del OFC disponible, mediante el bombeo de una fibra óptica monomodo de 1 km con dos fuentes láser, estabilizadas en la pendiente de dos absorciones moleculares de una celda de acetileno (longitudes de onda de 1531,5879 nm y 1540,82744 nm, respectivamente). Las señales ópticas sintetizadas presentan anchuras de línea por debajo de los 75 kHz y estabilidades de $4 \cdot 10^{-11}$ para tiempos de observación cortos. Las inestabilidades inherentes a los láseres de bombeo son transmitidas a la señal sintetizada, a través del ruido de fase inducido por el SBS. A pesar de ello, se consigue una mejora en estabilidad de hasta 70 veces respecto de la señal de bombeo, mantenida durante todo el tiempo de observación.

Las frecuencias ópticas sintetizadas mediante el presente esquema presentan una anchura de línea estrecha y una estabilidad adecuada para su uso como referencias ópticas en campos diversos como la calibración de equipos de metrología, espectroscopía molecular y atómica o en el área de comunicaciones ópticas.

Capítulo 4:

Calibración de medidores de longitud de onda.

1. Introducción
2. Funcionamiento del medidor de longitud de onda
3. Técnica de calibración y fuentes de incertidumbre
4. Montaje experimental
5. Resultados y análisis de incertidumbres
 - 5.1 Banda C (1531 nm y 1541 nm)
 - 5.1.1 Medidas preliminares
 - 5.1.2 Calibración de los láseres de referencia
 - 5.1.3 Calibración de los medidores de longitud de onda
 - 5.2 Calibración a 780 nm
 - 5.3 Operación sostenida
6. Conclusiones

Capítulo 4: Calibración de medidores de longitud de onda

1. Introducción

El conocimiento preciso de la longitud de onda de una determinada radiación es imprescindible para diferentes áreas científicas como la espectroscopía [Demtröder'15a], la metrología dimensional [Yosizawa'15] o aplicaciones en el campo de las comunicaciones ópticas y sensores ópticos [Lopez-Higuera'02]. Los WM comerciales se basan en modificaciones de los interferómetros clásicos como el Michelson [Hall'76, Kowalski'78], Fizeau [Snyder'77] o en una combinación de varios interferómetros Fabry-Perot [Byer'77, Fischer'81, Konishi'81], proporcionando resoluciones típicas de entre 10 MHz y 100 MHz. Estas resoluciones equivalen a una incertidumbre relativa de 10^{-7} y 10^{-8} respectivamente en el infrarrojo cercano (NIR). Resulta por lo tanto fundamental disponer de referencias frecuenciales estables capaces de proporcionar incertidumbres relativas inferiores a estos valores.

En este capítulo se presenta la calibración de dos WM comerciales, de 10 MHz y 100 MHz de resolución, respectivamente. Dicha calibración supone una aplicación práctica de las referencias frecuenciales desarrolladas y caracterizadas en el capítulo 2.

En particular, se han utilizado en la calibración dos láseres de diodo anclados en la pendiente de las absorciones moleculares P11 (1531,5879 nm) y P25 (1540,82744 nm) de una célula de $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$. Se han elegido estas dos líneas por ser las más cercanas a la recomendación del BIPM (*Bureau International des Poids et Mesures*) [Quinn'03]. Adicionalmente, los WM se han calibrado en el rango de 780 nm utilizando el reloj de Rb previamente desarrollado. Mediante medida simultánea de las referencias con los medidores y con el OFC, es posible determinar factores de corrección para las medidas de los WM y compensar derivas ambientales.

2. Funcionamiento del medidor de longitud de onda

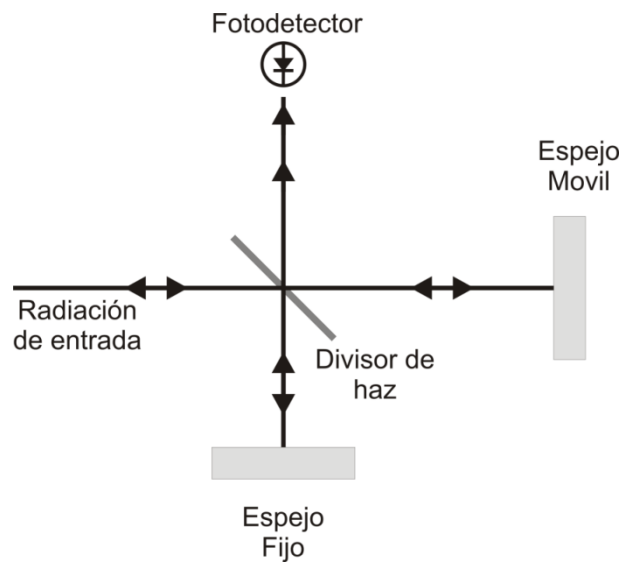


Figura 42: Esquema de un interferómetro de Michelson.

Los WM calibrados en este trabajo, al igual que la mayoría de los equipos comerciales, están basados en el interferómetro de Michelson [Derikson'98]. La Figura 42 muestra esquemáticamente el funcionamiento de este tipo de interferómetros. La radiación coherente procedente de la fuente desconocida es colimada y dividida en dos haces. Uno de los haces se refleja en un espejo fijo, mientras que el otro haz se refleja en un espejo móvil. La interferencia resultante depende de la diferencia de camino óptico entre los brazos, obteniéndose máximos de interferencia en:

$$m\lambda = 2n_{\lambda}d \quad (4.1)$$

donde λ la longitud de onda de la radiación en el vacío, m es el orden de la interferencia, n_{λ} es el índice de refracción del aire a la longitud de onda λ , y d es la distancia recorrida por el espejo móvil. Mediante barrido del espejo móvil, se registra en el fotodetector un

interferograma que contiene una sucesión de máximos y mínimos. La distancia entre dos picos consecutivos de este interferograma determinará la longitud de onda en el aire. Considerando el interferograma completo, si se registran un total de N_λ ciclos cuando el espejo móvil ha recorrido una distancia L , la longitud de onda medida se puede expresar como:

$$n_\lambda L = N_\lambda \lambda \quad (4.2)$$

Para simplificar la medida, puede introducirse en el interferómetro una señal monocromática de longitud de onda conocida (λ_0), verificando:

$$n_{\lambda_0} L = N_{\lambda_0} \lambda_0 \quad (4.3)$$

donde n_{λ_0} es el índice de refracción a la longitud de onda de referencia y N_{λ_0} es el número de ciclos completos en el interferograma correspondiente a la longitud de onda de referencia cuando el espejo recorre una distancia L . Esta modificación puede observarse en la Figura 43.

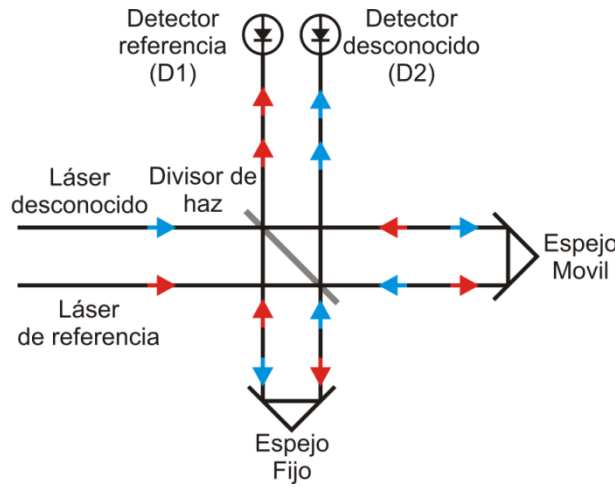


Figura 43: Esquema de un interferómetro de Michelson con un láser de referencia para la medida precisa de la posición del espejo móvil.

Combinando las ecuaciones (4.2) y (4.3), tendremos que:

$$\lambda = \frac{N_{\lambda_0}}{N_\lambda} \frac{n_\lambda}{n_{\lambda_0}} \lambda_0 \quad (4.4)$$

Esta ecuación permite calcular la longitud de onda desconocida en función de la razón entre el número de ciclos presentes en los interferogramas de las dos fuentes y de

sus respectivos índices de refracción del aire. La precisión en la medida de la longitud de onda desconocida será mayor cuanto mayor sea la precisión en el conocimiento de cada una de las razones presentes en la ecuación (4.4).

La determinación del número de ciclos que componen cada uno de los respectivos interferogramas requiere de un dispositivo electrónico denominado contador de cruces por cero (*Zero-crossing counter*), que produce un pulso eléctrico cada vez que la intensidad del interferograma cambia de signo en el flanco de subida o de bajada. Denominaremos C1 al contador asociado a la longitud de onda de referencia y C2 al contador asociado a la longitud de onda desconocida será C2. Ambos contadores se inician simultáneamente, estando el instante de inicio de medida definido por el disparo del detector asociado a la longitud de onda desconocida (D2). Cuando el contador C2 alcanza un valor de cuentas predeterminado, N_0 , ambos contadores se detienen, obteniéndose en el contador C1 un número entero de ciclos N_r más una fracción de ciclo, ε .

$$\begin{aligned} N_\lambda &= N_0 \\ N_{\lambda_0} &= N_r + \varepsilon \end{aligned} \quad (4.5)$$

Sustituyendo (4.5) en (4.4), la longitud de onda desconocida se puede expresar como:

$$\lambda = \frac{N_r + \varepsilon}{N_0} \frac{n_{\lambda_0}}{n_\lambda} \lambda_0 \quad (4.6)$$

Si la fracción ε se desestima en (4.6), se produce un error en la evaluación de la longitud de onda desconocida que puede ser significativo. Por ello, se han desarrollado métodos que permiten el muestreo del interferograma en fracciones de franjas. El método más habitual hace uso de PLLs [Gardner'05]. Estos dispositivos electrónicos permiten multiplicar el número de cuentas en cada uno de los canales por un factor M , reduciendo en ese mismo factor el error asociado al redondeo de ciclos:

$$\lambda = \frac{MN_r + \varepsilon}{MN_0} \frac{n_{\lambda_0}}{n_\lambda} \lambda_0 = \frac{N_r + \varepsilon/M}{N_0} \frac{n_{\lambda_0}}{n_\lambda} \lambda_0 \quad (4.7)$$

Para calcular la longitud de onda desconocida, además de contar el número de franjas de los interferogramas, es necesario conocer con mucha precisión el valor de la razón entre los índices de refracción en el aire de la longitud de onda de referencia y la longitud de onda desconocida. Se han desarrollado dos modelos muy precisos para caracterizar el índice de refracción del aire en función de la longitud de onda: el primero de estos modelos fue propuesto por Edlén [Edlén'66] y posteriormente actualizado por Birch y Downs [Birch'93]; mientras que el segundo modelo fue propuesto por Owens

[Owens'67].

Inicialmente, Edlén propuso el modelo para el cálculo del índice de refracción del aire en condiciones de aire seco estándar (temperatura de 15 °C, 760 Torr de presión y sin presencia de vapor de agua) [Edlén'53]. En estas condiciones ambientales, el índice de refracción del aire presentaba una dependencia con la longitud de onda dada por:

$$n_{\lambda}^0 = 1 + 10^{-8} \left(8342,13 + \frac{2406030}{130 - 1/\lambda^2} + \frac{15997}{38,9 - 1/\lambda^2} \right) \quad (4.8)$$

donde el superíndice cero indica que el índice de refracción está calculado en las condiciones estándar y λ está expresado en micras. Esta ecuación fue corregida posteriormente por el propio Edlén [Edlén'66] para el caso más genérico de aire seco a temperatura y presión no estándar, resultando la siguiente expresión:

$$n(T, P) = 1 + \frac{(n_{\lambda}^0 - 1)(0,00138823)P}{1 + (0,003671)T} \quad (4.9)$$

donde T es la temperatura en Celsius y P es la presión en Torr. Una corrección posterior al índice de refracción debido al contenido en vapor de agua que tiene el aire ambiental, lleva a la siguiente expresión:

$$n(T, P, h) = n(T, P) - h \cdot \left(5,722 - \frac{0,0457}{\lambda^2} \right) 10^{-8} \quad (4.10)$$

Los WM comerciales incluyen típicamente sensores de temperatura, presión y humedad relativa con el fin de corregir el efecto de la dispersión del aire en los brazos del interferómetro. No obstante, la resolución de los sensores, así como el uso de aproximaciones de la ecuación (4.10), limitan la precisión de esta corrección.

3. Técnica de calibración y fuentes de incertidumbre

La calibración tradicional de WM se basa en la medida de una fuente óptica cuya longitud de onda es conocida con incertidumbre inferior a la incertidumbre por resolución del equipo. Con el fin de mejorar la técnica de calibración, en nuestro caso sustituimos el valor nominal de la referencia por una caracterización simultánea mediante batido heterodino con el OFC en una unidad todo fibra (Figura 44).

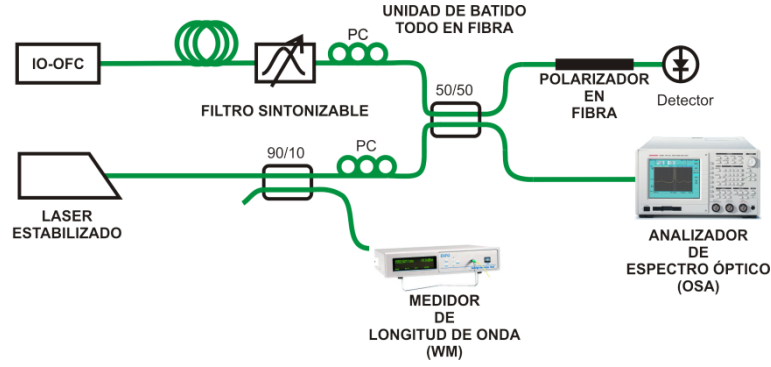


Figura 44: Esquema de calibración de un WM.

El proceso de determinación de la frecuencia de referencia con el peine se presenta en detalle en el Anexo I, y requiere determinar las variables y los signos asociados de la siguiente ecuación:

$$f_{OFC} = N \cdot f_{rep} \pm f_0 \pm f_{beat} \quad (4.11)$$

donde f_{OFC} es la frecuencia del láser de referencia, N es el índice del diente con el que bate el láser, f_{rep} es la frecuencia de repetición del peine, f_0 es la frecuencia de cero y f_{beat} es la frecuencia de batido entre el láser y el diente N . Por lo tanto, la incertidumbre en la medida de la frecuencia ($u_{f_{OFC}}$ en $k = 1$) depende de la incertidumbre en la medida de las frecuencias f_{rep} , f_0 y f_{beat} . Las incertidumbres asociadas a la f_{rep} y f_0 están dadas por la calidad del OFC (estabilidad del reloj atómico usado para sincronizar, los bucles de realimentación, etc...). En cambio, la incertidumbre de la f_{beat} depende de la estabilidad en frecuencia y de la anchura espectral del láser.

La estabilidad en frecuencia se puede mejorar estabilizando la fuente de referencia en el flanco de una absorción atómica o molecular, mientras que la anchura vendrá determinada por las características intrínsecas del láser y deberá ser verificada experimentalmente. Existen principalmente dos métodos para la medida de la anchura de línea espectral de emisión de un láser [Hui'09]: batido homodino tras un retardo suficiente para romper su coherencia temporal; y batido heterodino del láser con una referencia conocida que actúa como oscilador local.

Las componentes de la incertidumbre que afecta a la medida de f_{OFC} se pueden resumir en la Tabla 19. Cabe destacar que las incertidumbres asociadas con f_{rep} se encuentran multiplicadas por el índice N , que en el rango de las comunicaciones ópticas es del orden de $2 \cdot 10^6$. Resulta por tanto de vital importancia reducir al máximo las incertidumbres que afectan a f_{rep} .

Magnitud	Símbolo	Tipo	Origen
Frecuencia de repetición	f_{rep}	A	Estabilidad de la medida de la f_{rep}
	Δf_{rep}	B	Resolución del contador de frecuencias
	$\mathcal{F}_{rep-CAL}$	B	Calibración del contador de frecuencias
Frecuencia de offset	f_0	A	Estabilidad de la medida de la f_0
	Δf_0	B	Resolución del contador de frecuencias
	\mathcal{F}_{0-CAL}	B	Calibración del contador de frecuencias
Frecuencia de batido	f_{beat}	A	Estabilidad de la medida de la f_{beat}
	Δf_{beat}	B	Resolución del contador de frecuencias
	$\mathcal{F}_{beat-CAL}$	B	Calibración del contador de frecuencias
	FWMH	B	Anchura de línea del láser

Tabla 19: Incertidumbres que afectan a la medida de la frecuencia de un láser con un OFC.

Por su parte, la incertidumbre en la medida del WM ($u_{f_{WM}}$ en $k = 1$) se ve afectada principalmente por la resolución del equipo y por la anchura de línea del láser que se está midiendo. A su vez, la resolución del equipo viene determinada por la anchura de línea y la estabilidad en frecuencia del láser interno utilizado como referencia. Los cambios en el índice de refracción del aire en el interior del interferómetro Michelson asociados a las condiciones ambientales también afectan a su precisión. Por lo tanto, la resolución de los sensores internos de temperatura, presión y temperatura, así como la precisión de los algoritmos de corrección utilizados, han de tenerse en cuenta en el cálculo de incertidumbres. Las componentes de la incertidumbre que afecta a la medida de la frecuencia del láser de referencia con el WM comercial están detalladas en la Tabla 20.

Magnitud	Símbolo	Tipo	Origen
Frecuencia	f_{WM}	A	Estabilidad de la medida de la f_{WM}
	Δf_{WM}	B	Resolución del WM en frecuencia
	ΔT	B	Resolución del sensor de temperatura
	ΔP	B	Resolución del sensor de presión
	ΔHR	B	Resolución del sensor de humedad relativa
	FWMH	B	Anchura de línea del láser referencia

Tabla 20: Incertidumbres que afectan a la medida de la frecuencia de un láser con un WM.

La corrección del WM a cualquier frecuencia, $K_{WM}(f)$, se define como la diferencia entre la frecuencia del láser de referencia proporcionada por el WM a calibrar (f_{WM}) y su medida simultánea con el OFC (f_{OFC}):

$$K_{WM}(f) = f_{WM} - f_{OFC} \quad (4.12)$$

La incertidumbre en la calibración de la corrección ($k = 1$) vendrá dada por:

$$u_{K_{WM}} = \sqrt{u_{f_{WM}}^2 + u_{f_{OFC}}^2} \quad (4.13)$$

mientras que la incertidumbre expandida será el valor (4.13) multiplicado por 2.

4. Montaje experimental

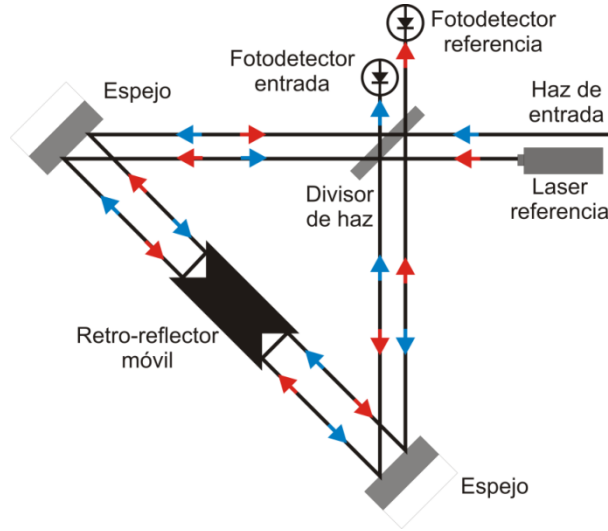


Figura 45: Esquema del interferómetro de Michelson instalado en los WM WA-1000 y WA-1650.

El esquema de calibración descrito en el epígrafe 3 se ha demostrado experimentalmente calibrando dos WM de uso común en las comunicaciones ópticas por fibra. El primero de ellos es un modelo WA-1650 fabricado por EXFO, diseñado para medir fuentes láser con frecuencias de emisión comprendidas entre 428 THz (700 nm) y 181 THz (1650 nm). La resolución de lectura en frecuencia es de 10 MHz. El segundo WM bajo análisis es un modelo WA-1000 fabricado por Burleigh que opera en tres regiones del espectro: visible (VIS) entre 400 nm y 1100 nm, infrarrojo cercano (NIR) entre 600 nm y 1800 nm e infrarrojo (IR) entre 1500 nm y 4000 nm. El segundo medidor presenta una resolución de 100 MHz. Ambos medidores de onda están basados en interferómetros de Michelson modificado (Figura 45), y utilizan como referencia interna un láser de He-Ne.

Como láseres de calibración se han utilizado diodos DFB [DeCusatis'06] conectados en fibra óptica, a los cuales denominaremos *Láser 1* y *Láser 2*. Los modelos utilizados son EP1550-DM-VAD-001, cuya longitud de onda nominal es 1531,90 nm (*Láser 1*); y EP1550-NLW-BBI-001, cuya longitud de onda nominal es de 1542,14 nm (*Láser 2*); ambos de Eblana Photonics. Los láseres se estabilizaron en las pendientes de

las absorciones P11 (1531,5879 nm) y P25 (1540,82744 nm) de una celda de acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, trazable al NIST [Gilbert'01a].

Para el filtrado de la salida del OFC se empleó un filtro sintonizable de 1 nm de ancho de banda modelo FOTF-0251211333 fabricado por Agiltron, y para su detección se utilizó un detector rápido modelo FPD510 (de Menlo Systems) de 200 MHz de ancho de banda. El solapamiento entre el láser de referencia y el espectro filtrado del peine se supervisó con un OSA Advantest modelo Q8384 de cuatro pasos y con resolución de 10 pm.

Adicionalmente, se calibraron los WM en torno a 780 nm, utilizando para ello el reloj de Rb desarrollado en el capítulo 2. Puesto que su emisión queda fuera del rango de emisión del OFC, se utilizó como referencia el valor nominal de sus absorciones. No obstante, la saturación de la celda mediante haces contrapropagantes descritas en dicho capítulo 2 permitió reducir la incertidumbre de la calibración.

5. Resultados y análisis de incertidumbres

5.1. Banda C (1531 nm y 1541 nm)

5.1.1. Medidas preliminares

La anchura de línea de los láseres de referencia contribuyen tanto a la incertidumbre en la medida del OFC (a través de f_{beat}), como de la medida del WM. Esta anchura se ha medido experimentalmente mediante batido heterodino entre el láser y el modo del peine de frecuencia más próximo con un ESA. En este caso, el OFC actúa como oscilador local donde la anchura de cada uno de los dientes es despreciable comparada con la anchura espectral del láser de referencia. De esta forma, la señal de batido resultante sigue una función lorentziana que tiene la siguiente forma:

$$S_{batido}(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_{batido}}{(\Delta \nu_{laser})/2} \right)^2} \quad (4.14)$$

donde S_{batido} es la señal del espectro de batido adquirida por el ESA, y $\Delta \nu_{laser}$ es la anchura de línea espectral del láser. En la Tabla 21 se presentan las anchuras de línea proporcionadas por el fabricante y las anchuras de línea de estos mismos láseres medidas en el laboratorio con el método descrito. En la Figura 46 se muestran los datos obtenidos de la señal del batido para ambos láseres, junto sus respectivos ajustes.

Modelo	Longitud de onda nominal (nm)/Frecuencia ITU (THz)	Anchura de línea (fabricante) (MHz)	Anchura de línea (medida) (MHz)
EP1550-NLW-BBI-001	1542.14/194.40	0.1	0.66 ± 0.01
EP1550-DM-VAD-001	1531.90/195.80	<1	2.96 ± 0.01

Tabla 21: Anchura de líneas nominales y medidas de los láseres usados como referencias.

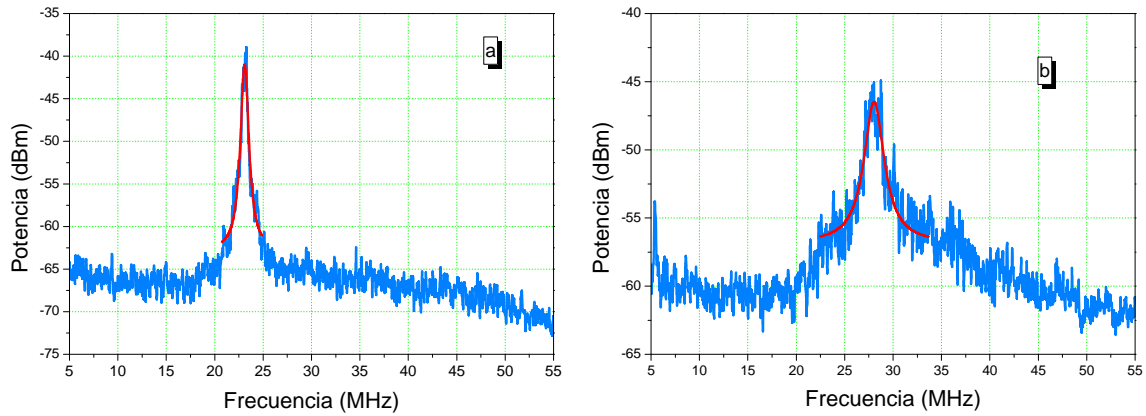


Figura 46: Batidos de los láseres con el OFC obtenidas del ESA. (a) Láser centrado en 1542 nm, (b) láser centrado en 1531 nm.

5.1.2. Calibración de los láseres de referencia.

La calibración de los láseres estabilizados se realizó tomando un total de 1000 medidas de f_{rep} , f_0 y f_{beat} con el contador de frecuencia de cuatro canales FSM50, utilizando una velocidad de muestreo de 1 muestra/s. En la Tabla 22 se muestran los valores de frecuencia obtenidos junto con su incertidumbre en $k = 2$. La incertidumbre en la calibración con el OFC está limitada por la anchura de línea del láser. Por lo tanto, una reducción en el ancho de la línea del láser repercutiría en una menor incertidumbre.

En la Tabla 23 se resume el resultado de la calibración, incluyendo la incertidumbre relativa. En ambos casos, la incertidumbre relativa es del orden o menor que la incertidumbre relativa que alcanza el WM de mayor resolución (10^{-8}), lo que asegura que los láseres anclados en la pendiente de las absorciones son referencias válidas para la calibración propuesta.

Calibración de medidores de longitud de onda

			Láser 1 (Línea P11)			Láser 2 (Línea P25)		
Mag.	Comp. Incer.	Tipo	Valor /Hz	Incer. /Hz	Contrib. /Hz	Valor /Hz	Incer. /Hz	Contrib. /Hz
f_{rep}	f_{rep}	A	$1,000\ 0 \cdot 10^8$	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^3$	$1,000\ 0 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^3$
	Δf_{rep}	B		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^2$		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^2$
	$\delta f_{rep-CAL}$	B	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^4$	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^4$
f_0	f_0	A	$2,000\ 0 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$-2,000\ 0 \cdot 10^7$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$
	Δf_0	B		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
	δf_0-CAL	B	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
f_{beat}	f_{beat}	A	$2,998\ 3 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$-3,098\ 3 \cdot 10^7$	$7,9 \cdot 10^3$	$7,9 \cdot 10^3$
	Δf_{beat}	B		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
	$\delta f_{beat-CAL}$	B	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
	FWMH	B		$1,5 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$		$3,4 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^5$
f_{OFC}			$195\ 739\ 713,4 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^6$		$194\ 565\ 659,92 \cdot 10^6$	$0,67 \cdot 10^6$	

Tabla 22: Medida de la frecuencia de los láseres estabilizados en las absorciones P11 (*Láser 1*) y P25 (*Láser 2*) del $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$. Las incertidumbres en ambos casos están calculadas en $k = 2$.

Láser	Frecuencia medida (MHz)	Incert. Relativa
<i>Láser 1</i> (1531 nm)	$195\ 739\ 713,4 \pm 3,0$	$1,5 \cdot 10^{-8}$
<i>Láser 2</i> (1540 nm)	$194\ 565\ 659,92 \pm 0,67$	$3,2 \cdot 10^{-9}$

Tabla 23: Frecuencia medida con el OFC de los láseres anclados en las líneas P25 y P11 de la célula de $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$.

5.1.3. Calibración de los medidores de longitud de onda

La incertidumbre en la medida de la frecuencia por el WM estará afectada por la estabilidad de la medida, la resolución del medidor, la anchura de línea del láser y la resolución de los sensores internos de temperatura, presión y humedad relativa. En la Tabla 24 se muestran dichas resoluciones de los sensores internos de los WM estudiados, y sus contribuciones a la incertidumbre en ambos casos, de acuerdo con lo descrito en el epígrafe 3. Este análisis muestra que el principal factor limitante es la contribución de la resolución del sensor de temperatura, mientras que los efectos debidos a la humedad relativa se pueden despreciar en el rango de longitudes de operación del medidor.

Efecto	Resolución	Láser 1 (Línea P11) (MHz)	Láser 2 (Línea P25) (MHz)
ΔT	0,1 °C	4,36	4,34
ΔP	0,1 mm Hg	1,92	1,91
ΔHR	0,1%	0,12	0,12

Tabla 24: Cálculo de las incertidumbres de los láseres inducidos por la dispersión del índice de refracción del aire.

Cada uno de los láseres de referencia (*Láser 1* y *Láser 2*) se han medido cinco veces con cada uno de los WM. La calibración de ambos WM se realizó a temperatura

de laboratorio de 23 °C, que corresponde con una temperatura interna del WM de 34 °C (la diferencia de 11 °C entre la temperatura del laboratorio y la interna se mantuvo constante). En la Tabla 25 están detalladas las frecuencias de los láseres de referencia medidos con ambos equipos y las contribuciones a la incertidumbre para cada uno de ellos.

			Láser 1 (Línea P11)			Láser 2 (Línea P25)		
			Valor /Hz	Incer. /Hz	Contrib. /Hz	Valor /Hz	Incer. /Hz	Contrib. /Hz
EXFO	f_{WM}	f_{WM}	$195\,739\,735 \cdot 10^6$	0	0	$194\,565\,650 \cdot 10^6$	0	0
		Δf_{WM}		$2,9 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$		$2,9 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$
		ΔT		$4,3 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$		$4,3 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$
		ΔP		$1,9 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^6$		$1,9 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^6$
		ΔHR		$0,12 \cdot 10^6$	$0,12 \cdot 10^6$		$0,12 \cdot 10^6$	$0,12 \cdot 10^6$
		FWMH		$0,86 \cdot 10^6$	$0,86 \cdot 10^6$		$0,19 \cdot 10^6$	$0,19 \cdot 10^6$
					$6,1 \cdot 10^6$			$5,5 \cdot 10^6$
Burleigh	f_{WM}		$195\,739\,735 \cdot 10^6$	$12 \cdot 10^6$		$194\,565\,650 \cdot 10^6$	$11 \cdot 10^6$	
		f_{WM}	$195\,739\,803 \cdot 10^6$	0	0	$194\,565\,620 \cdot 10^6$	0	0
		Δf_{WM}		$29 \cdot 10^6$	$29 \cdot 10^6$		$29 \cdot 10^6$	$29 \cdot 10^6$
		ΔT		$4,3 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$		$4,3 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$
		ΔP		$1,9 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^6$		$1,9 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^6$
		ΔHR		$0,12 \cdot 10^6$	$0,12 \cdot 10^6$		$0,12 \cdot 10^6$	$0,12 \cdot 10^6$
		FWMH		$0,86 \cdot 10^6$	$0,86 \cdot 10^6$		$0,19 \cdot 10^6$	$0,19 \cdot 10^6$
					$29 \cdot 10^6$			$29 \cdot 10^6$
			$195\,739\,803 \cdot 10^6$	$59 \cdot 10^6$		$194\,565\,620 \cdot 10^6$	$59 \cdot 10^6$	

Tabla 25: Frecuencias medidas de los dos láseres de referencia con los dos equipos a calibrar.

Para el WM de mayor resolución (WA-1650 de EXFO), el factor limitante de la incertidumbre resulta ser la resolución del sensor de temperatura, generando el 70 % de la incertidumbre. En el caso del WM de menor resolución (WA-1000 de BURLEIGH) la componente limitante es la debida a la resolución de lectura. En ninguno de los dos WM, la anchura de línea del láser de referencia tiene una influencia importante en su incertidumbre, lo que demuestra la adecuación de las fuentes a esta tarea. La Tabla 26 resume el resultado de la medida de la frecuencia de cada uno de los láseres de referencia junto con la incertidumbre estimada de la misma. Tal como se comentó en la introducción, la incertidumbre relativa en el NIR es del orden de 10^{-8} para el caso del WM de alta resolución y de 10^{-7} para el caso del WM de menor resolución.

	Láser 1 (Línea P11)		Láser 2 (Línea P25)	
	f_{WM} /MHz	Incert. Relativa	f_{WM} /MHz	Incert. Relativa
EXFO	$195\,739\,735 \pm 12$	$6,1 \cdot 10^{-8}$	$194\,565\,650 \pm 11$	$5,6 \cdot 10^{-8}$
Burleigh	$195\,739\,803 \pm 59$	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$194\,565\,620 \pm 59$	$3,0 \cdot 10^{-7}$

Tabla 26: Frecuencias medidas por ambos WM de los láseres de referencia.

La corrección de los WM está dada por la ecuación (4.12), mientras que la incer-

tidumbre es la raíz cuadrada de la suma cuadrática de las incertidumbres expresadas con un factor de cobertura $k = 1$ de f_{OFC} y f_{WM} . La Tabla 27 resume las correcciones de los WM calibrados a las frecuencias de los láseres de referencia a una temperatura de laboratorio de 23 °C.

Línea Laser	Láser 1 (Línea P11)	Láser 2 (Línea P25)
	$K_{WM} (f)$ /GHz	$K_{WM} (f)$ /GHz
EXFO	-0,022±0,012	0,010±0,011
Burleigh	-0,090±0,059	0,040±0,059

Tabla 27: Constantes de corrección para ambos WM en cada una de las líneas estudiadas.

5.2. Calibración a 780 nm

El reloj atómico óptico de Rb descrito en el capítulo 2 ha servido como referencia óptica para la calibración del WM de mayor resolución a la longitud de onda de 780 nm. El láser de referencia ha sido anclado en el pico de la transición hiperfina $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_3$ del Rb⁸⁷, cuya frecuencia, es $f_{ref} = (384228,1152 \pm 0,0046)$ GHz. Se ha medido la frecuencia de la emisión con el WM durante un tiempo de 3600 s. En el cálculo de incertidumbres se ha tenido en cuenta de nuevo, la incertidumbre de los sensores ambientales internos del WM, cuya contribución se resume en la Tabla 28.

Efecto	Resolución	Láser ($5^2S_3 \rightarrow 5^2P_3$) /MHz
ΔT	0,1 °C	8,70
ΔP	0,1 mm Hg	3,75
ΔHR	0,1%	0,06

Tabla 28: Cálculo de la incertidumbre en la medida de la frecuencia con el WM de la referencia inducidos por la dispersión del índice de refracción del aire.

Comparados estos valores con la Tabla 24, se observa que a 780 nm, las incertidumbres debidas a la resolución en el sensor temperatura y presión se duplican. Esto es debido a que la dispersión del aire a esta longitud de onda presenta una variación con la longitud de onda mucho más rápida que para las longitudes en la 3ª y 4ª ventana de comunicaciones.

En este caso, la incertidumbre en la calibración del WM vendrá dada por la incertidumbre en la frecuencia f_{ref} , de la línea de absorción del átomo de Rb⁸⁷, de la estabilidad de la medida de la frecuencia con el WM, la resolución del WM, la anchura de línea del láser y la resolución de los sensores internos de temperatura, presión y hume-

dad relativa. Estos factores se evalúan en la Tabla 29, junto con la constante de corrección correspondiente:

Magnitud	Comp. Incert.	Valor /Hz	Incer. /Hz	Contrib. /Hz
f_{ref}	f_{ref}	$384\,228\,117,1 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^6$
f_{WM}	f_{WM}	$384\,228\,118,2 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$
	Δf_{WM}		$2,9 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$
	ΔT		$8,7 \cdot 10^6$	$8,7 \cdot 10^6$
	ΔP		$3,8 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^6$
	ΔHR		$0,63 \cdot 10^6$	$0,63 \cdot 10^6$
	FWMH		$0,32 \cdot 10^6$	$0,32 \cdot 10^6$
				$10 \cdot 10^6$
K_{WM}		$3 \cdot 10^6$	$21 \cdot 10^6$	

Tabla 29: Constante de corrección del WM EXFO-1650 a la longitud de onda de 780 nm.

Cabe destacar que la incertidumbre de la calibración está limitada por la resolución del sensor de temperatura, a diferencia de lo que ocurre en la 3ª ventana de comunicaciones, y que la incertidumbre relativa total es del orden de 10^{-8} .

5.3. Operación sostenida

Los medidores de onda son equipamientos habituales en el área de las comunicaciones ópticas, y generalmente son utilizados como equipos de monitorización en funcionamiento continuo durante largos periodos de tiempo con condiciones ambientales cambiantes. Sin embargo, la calibración de los equipos en los laboratorios se realiza a condiciones ambientales controladas (temperatura, presión y humedad relativa controladas) y durante periodos de tiempo relativamente cortos. En consecuencia, es importante asegurar que la calibración realizada en el laboratorio es válida durante todo el tiempo de funcionamiento en condiciones reales.

Con el objetivo de estudiar la consistencia de los resultados proporcionados por el WM EXFO modelo WA-1650 durante tiempos de operación sostenida de meses, se han realizado sucesivas calibraciones del WM. Durante este tiempo, el medidor se mantuvo encendido en el laboratorio a una temperatura ambiente dentro del rango 22,5 °C a 26,5 °C. Durante la toma de las medidas se recogieron las condiciones ambientales internas que indicaban los sensores de medidor, registrándose temperaturas dentro del rango 33,5 °C a 37,5 °C. Como láser de referencia se utilizó el Láser 2 (anclado en la línea P25 del $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$). En la Figura 47 se muestra la variación de la constante de calibración del WM con el tiempo durante las 750 h que se mantuvo operativo.

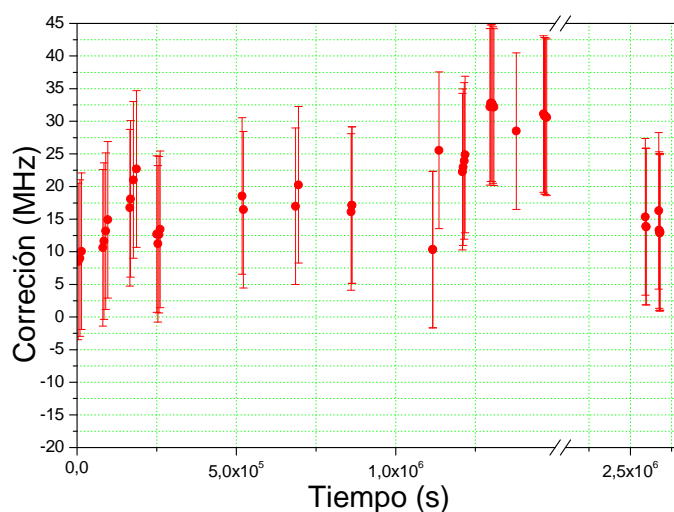


Figura 47: Variación de la corrección del WM EXFO WA-1650 durante un funcionamiento continuo de 750 h.

La corrección promedio a lo largo de todo el tiempo es de 19,05 MHz con una desviación estándar de 7,72 MHz. Esta desviación a lo largo del tiempo es una nueva contribución a la incertidumbre obtenida en la calibración del equipo detallada en el epígrafe 5.1, con un valor de 15 MHz expresado en $k = 2$. Así, se obtiene una incertidumbre combinada para largos tiempos de funcionamiento de ± 19 MHz en $k = 2$.

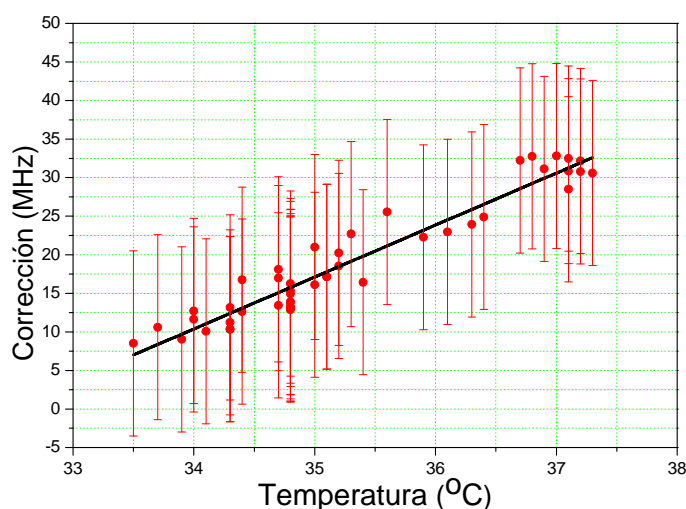


Figura 48: Dependencia de la constante de corrección con la temperatura interna del WM EXFO.

En la Figura 47 no se observa ninguna dependencia temporal de la corrección. No obstante, si representamos dicha corrección en función de la temperatura interna del

WM (Figura 48), se ponen en evidencia las carencias de la corrección interna del equipo. Las aproximaciones introducidas en el algoritmo de compensación de la dispersión del aire en los brazos del interferómetro contribuyen de manera sistemática a la corrección de la medida.

El análisis de este efecto nos permite mejorar la corrección de la medida del WM introduciendo un factor (α) linealmente dependiente de la temperatura:

$$\begin{aligned} K_{WM}(f)(T_{\text{int}}) &= K_{WM}(f)(34^{\circ}\text{C}) + \alpha(T_{\text{int}} - 34^{\circ}\text{C}) \\ &= 10,382 + 6,763 \cdot (T_{\text{int}} - 34^{\circ}\text{C}) \end{aligned} \quad (4.15)$$

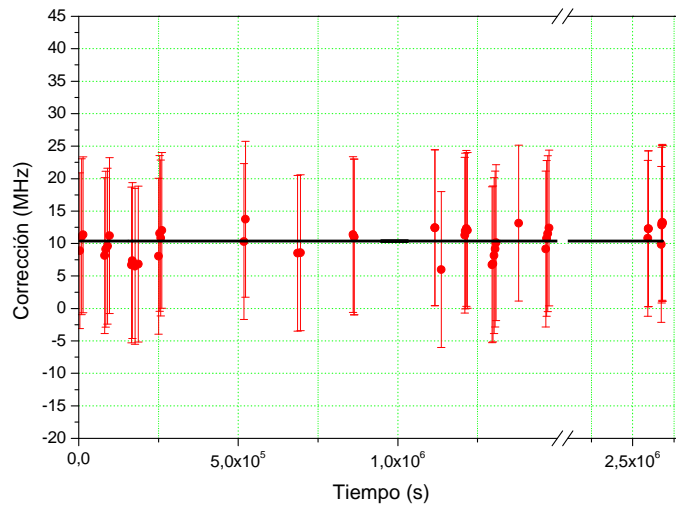


Figura 49: Corrección del WM tras la compensación de temperatura.

Aplicando la ecuación (4.15) para compensar esta deriva, se reduce la dispersión de la corrección del WM durante las 750 h (Figura 49). Tras esta compensación, la desviación estándar de la corrección de medida se reduce a 2,15 MHz, significativamente menor que la dispersión original de 7,72 MHz. Esta reducción permite reducir la incertidumbre de la calibración para el caso de funcionamiento a largos tiempos hasta el nivel de ± 12 MHz, recuperando la incertidumbre de la calibración realizada a la temperatura de 34°C y a tiempos cortos.

6. Conclusiones

En este capítulo se ha desarrollado una técnica de calibración de WM, validándose experimentalmente sobre dos equipos comerciales de uso habitual en el campo de las comunicaciones ópticas. Esta calibración requiere de referencias frecuenciales con estabilidad suficiente como para que no limite la incertidumbre final de calibración. La

frecuencia de dichas fuentes puede determinarse mediante anclado en absorciones atómicas o moleculares conocidas, o mediante caracterización simultánea con un OFC.

En particular, se ha utilizado el OFC para medir la frecuencias óptica de un láser estabilizado en las pendientes de dos absorciones de la celda de acetileno ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$). Las líneas seleccionadas son P11 ($1531,587\,9 \pm 0,000\,3$) nm y la P25 ($1540,827\,44 \pm 0,000\,10$) nm, próximas a las frecuencias ITU 195,90 THz y 194,30 THz. La incertidumbre en la medida de los láseres estabilizados con el OFC está limitada fundamentalmente por la anchura de línea del láser, mientras que la incertidumbre de calibración del medidor se encuentra limitada principalmente por la resolución del equipo.

El equipo de mayor resolución ha sido asimismo calibrado en torno a 780 nm utilizando el reloj atómico de Rb desarrollado en el capítulo 2. El uso de un esquema de saturación por haz contrapropagante evitó la necesidad de una medida externa de la frecuencia de referencia. Esta calibración arrojó una incertidumbre relativa del mismo orden que la incertidumbre por resolución del equipo, como ocurre en 3ª ventana. En este caso la incertidumbre de la calibración está fundamentalmente limitada por la resolución del sensor interno de temperatura.

Finalmente, se estudió el comportamiento durante largos periodos de operación del WM de alta resolución. Inicialmente se observó una degradación de hasta ± 19 MHz, cuyo origen se asoció con una deriva térmica del equipo. Mediante la introducción de un factor de corrección dependiente de la temperatura, se consiguió recuperar la incertidumbre de la calibración realizada en periodos cortos (± 12 MHz).

Capítulo 5:

Calibración de interrogadores de redes de Bragg

1. Introducción
2. Principio de operación de los sensores basados en redes de Bragg en fibra
 - 2.1 Introducción
 - 2.2 Funcionamiento de las redes de Bragg como sensores de tensión y temperatura
 - 2.3 Esquemas de detección de la longitud de onda de Bragg
3. Esquemas propuestos para la calibración de interrogadores
 - 3.1 Método 1: Red de Bragg simulada
 - 3.2 Método 2: Celdas de absorción
4. Demostración experimental
 - 4.1 Dispositivos bajo análisis
 - 4.2 Método 1: Red de Bragg simulada
 - 4.3 Método 2: Celdas de absorción
5. Resultados y discusión
 - 5.1 Método 1: Red de Bragg simulada
 - 5.2 Método 2: Celdas de absorción
6. Conclusiones

Capítulo 5: Calibración de interrogadores de redes de Bragg

1. Introducción

Las redes de Bragg en fibra óptica (*Fiber Bragg Grating* o FBG) se emplean cada vez con mayor frecuencia en el sensado cuasi-distribuido de temperatura, deformaciones, vibraciones, etc., ya que superan a otras tecnologías tradicionales en términos de ventajas mecánicas, posibilidades de multiplexación y operación remota [Kashyap'09]. Las FBG se fabrican inscribiendo en el núcleo de la fibra óptica una modulación periódica del índice de refracción, comportándose en reflexión como un filtro de banda estrecha [Krohn'14]. La longitud de onda central de la banda reflejada, conocida también como longitud de onda de Bragg, depende del período de la red inscrita en el núcleo y del índice de refracción efectivo. Cualquier modificación en dicho índice o en el período causado por efectos externos, tales como deformación o temperatura, resulta en un cambio de la longitud de onda de Bragg, permitiendo su uso para aplicaciones de sensado. En particular, las aplicaciones de las FBG abarcan desde sensores in situ en la industria médica, para monitorizar funciones biológicas, detectar y tratar tumores y para el cuidado post-traumatológico [Pinet'08, Poeggel'15]; hasta la supervisión de la salud estructu-

ral de buques, infraestructuras de ingeniería civil, mecánica o aeroespaciales [Murayama'13, Kinet'14, Di Sante'15].

Para un correcto sensado, el equipo interrogador con el que se recupera la información codificada en la longitud de onda de uno o varios sensores de FBG multiplexados debe calibrarse con precisión para garantizar un conocimiento preciso de la longitud de onda de Bragg reflejada. Tradicionalmente, esta calibración se realiza mediante redes FBG previamente calibradas y OSAs [Dyer'05], pero este enfoque proporciona valores de resolución y precisión que resultan insuficientes en algunas aplicaciones.

Para superar estas limitaciones, en este trabajo presentamos dos técnicas para la calibración de interrogadores de FBG. Estas técnicas propuestas son la aplicación de los resultados previamente obtenidos durante la tesis, los cuales permiten la calibración de estos equipos de forma absoluta y con trazabilidad a la unidad de tiempo del SI. El primer método utiliza una red de Bragg simulada, donde la longitud de onda reflejada es medida con el WM patrón calibrado directamente con el OFC en el capítulo 4 de esta tesis; en el segundo método se realiza la medida de la longitud de onda de absorciones de dos celdas de gases: una calibrada por el NIST y la segunda calibrada tal como se presentó en el capítulo 2 de esta tesis. En este capítulo se demuestran experimentalmente estos métodos sobre cuatro sistemas comerciales.

2. Principio de operación de los sensores basados en redes de Bragg en fibra

2.1. Introducción

Una FBG consiste en la modulación del índice de refracción de su núcleo en una región que puede extenderse típicamente desde 1 mm hasta 20 mm [Krohn'14]. La amplitud de esta modulación del índice de refracción (Δn) en la región de la red de Bragg se encuentra típicamente en el rango de 10^{-5} hasta 10^{-3} . Esta estructura periódica, mostrada esquemáticamente en la Figura 50, produce la reflexión de toda radiación cuya longitud de onda cumpla la condición de Bragg [Kersey'97]:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (5.1)$$

donde λ_B es la longitud de onda de Bragg reflejada por la red, n_{eff} es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra, y Λ es el periodo de la red.

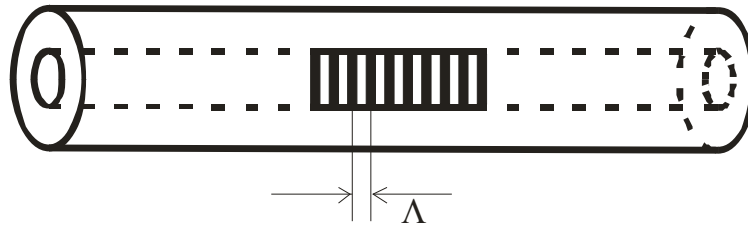


Figura 50: Red de Bragg inscrita en el núcleo de una fibra óptica con un espaciado Λ .

Cuando una FBG es iluminada con una fuente de radiación de espectro ancho, ésta refleja una componente espectral estrecha y centrada en λ_B , mientras que el resto de componentes espectrales atraviesan la red, como se observa en la Figura 51. Mediante la selección de un periodo distinto para cada red, es posible multiplexar varias FBG centradas en distintas longitudes de onda en una única fibra óptica, lo que permite desarrollar esquemas de sensado quasi-distribuido.

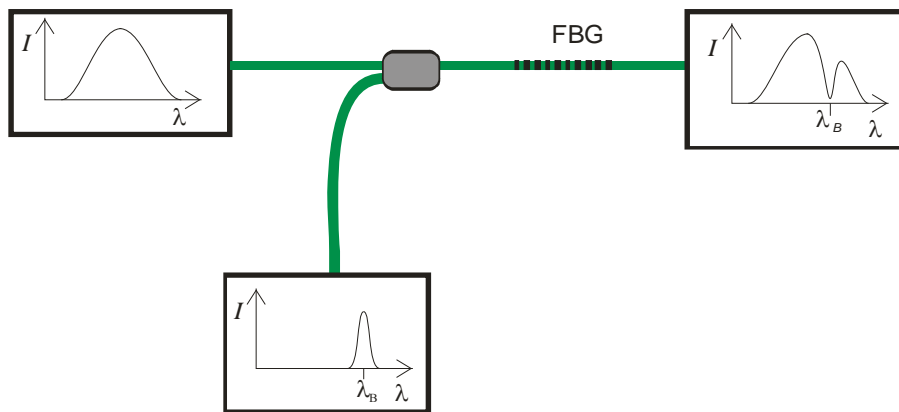


Figura 51: Funcionamiento de una red de Bragg. Cuando la red es iluminada con una fuente de banda ancha, la FBG refleja una componente espectral centrada en λ_B .

Las redes de Bragg se inscriben en el núcleo de una fibra óptica aprovechando la fotosensibilidad de la sílice apropiadamente dopada [López-Higuera'02]. Al exponer selectivamente regiones de la fibra a radiación ultravioleta (UV), las zonas iluminadas incrementan su índice de refracción, siguiendo la distribución espacial de la intensidad de la radiación. Típicamente, los patrones de intensidad se obtienen mediante máscaras de fase o interferencia de dos haces UV cuyo ángulo determina la periodicidad resultante.

2.2. Funcionamiento de las redes de Bragg como sensores

Cualquier perturbación en el periodo o índice efectivo de la FBG producirá un

desplazamiento de la longitud de onda reflejada que puede detectarse en los espectros reflejado o transmitido. De esta forma, la FBG puede actuar como un sensor de todo aquel fenómeno físico o químico que sea capaz de perturbar estos parámetros, como es el caso de la tensión y la temperatura. La respuesta de la FBG a la deformación es debida a la elongación física del sensor (la cual produce una variación del período de la red) y del cambio del índice de refracción debido a la fotoelasticidad. Por su parte, la respuesta de la FBG a la temperatura tiene su origen en la expansión térmica propia de la fibra y en la dependencia del índice de refracción efectivo con la temperatura. En ambos casos, la magnitud medida queda codificada en variaciones de longitud de onda, presentando una baja dependencia con la potencia óptica y permitiendo el multiplexado de múltiples sensores en una misma fibra. La anchura espectral de la señal reflejada depende de diversos parámetros, como es la longitud de la red, presentando los dispositivos comerciales valores típicos comprendidos entre 0,05 nm y los 0,3 nm.

El cambio en la longitud de onda reflejada por la red ante un cambio de tensión y/o temperatura, $\Delta\lambda_B$ se puede expresar como sigue:

$$\Delta\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \left(\left\{ 1 - \left(\frac{n_{eff}^2}{2} \right) [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})] \right\} \varepsilon + \left[\alpha + \frac{\left(\frac{dn_{eff}}{dT} \right)}{n_{eff}} \right] \Delta T \right) \quad (5.2)$$

donde ε es la deformación aplicada en unidades de microstrains ($\mu\varepsilon=10^6$ strains), $P_{i,j}$ son los coeficientes piezoeléctricos del tensor de deformaciones, ν es la razón de Poisson, α es el coeficiente de expansión térmica del material de la fibra, y ΔT es el cambio de temperatura.

Para el caso de fibras cuyo núcleo es sílice el término que involucra a los coeficientes piezoeléctricos de la ecuación (5.2) es aproximadamente igual a:

$$1 - \left(\frac{n_{eff}^2}{2} \right) [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})] = 0,78 \cdot 10^{-6} \quad (\mu\varepsilon^{-1}) \quad (5.3)$$

Así pues, para el caso de temperatura constante, la ecuación (5.2) se reduce a la siguiente expresión:

$$\Delta\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda(0,78 \cdot 10^{-6})\varepsilon = 0,78 \cdot 10^{-6} \lambda_B \varepsilon \quad (5.4)$$

Esta relación implica que para una longitud de onda de 1550 nm, 1 nm de variación en

la longitud de onda de Bragg corresponde con 827 $\mu\epsilon$.

En el caso de que no exista deformación aplicada a la FBG, la ecuación (5.2) queda simplificada a la siguiente expresión:

$$\Delta\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda\left(\alpha + \frac{1}{n_{eff}}\frac{dn_{eff}}{dT}\right)\Delta T \quad (5.5)$$

Dado que:

$$\alpha \ll \frac{1}{n_{eff}}\left(\frac{dn_{eff}}{dT}\right) \quad (5.6)$$

la expresión (5.5) queda reducida a:

$$\Delta\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda\left(\frac{1}{n_{eff}}\frac{dn_{eff}}{dT}\right)\Delta T = \lambda_B\left(\frac{1}{n_{eff}}\frac{dn_{eff}}{dT}\right)\Delta T \quad (5.7)$$

Para las fibras fabricadas en sílice:

$$\left(\frac{1}{n_{eff}}\frac{dn_{eff}}{dT}\right) = 6,67 \cdot 10^{-6} \text{ } (^{\circ}\text{C}^{-1}) \quad (5.8)$$

luego de (5.7) se obtiene:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(6,67 \cdot 10^{-6})\Delta T \quad (5.9)$$

Esta relación implica que un cambio de 1 $^{\circ}\text{C}$ en la temperatura induce un desplazamiento en λ_B de 10,3 pm a la longitud de onda de 1550 nm.

De las ecuaciones (5.4) y (5.9) se desprende el hecho de que la sensibilidad de una FBG es mayor cuanto mayor es la longitud de onda de Bragg (λ_B).

La dependencia simultánea de las FBG a la tensión y a la temperatura puede suponer un problema en ciertos escenarios de medida, siendo la separación de las dos componentes objeto habitual de estudio [Jones'97]. Uno de los primeros métodos es el uso de redes adicionales de referencia a lo largo de la fibra y próximas a la FBG principal [Singh'96, Ferriera'96]. Estas redes se encuentran en contacto térmico con la estructura objeto de medida, pero están aisladas de posibles tensiones, de forma que la FBG principal mide la temperatura y la tensión, mientras que la red de referencia únicamente

mide temperatura. Si bien la utilización de estas redes de referencia permite compensar las influencias cruzadas, es deseable un sistema que proporcione medidas de tensión y temperatura sin precisar de zonas de la fibra aislada de tensiones.

Otros posibles métodos para compensar la influencia cruzada utilizan dos FBG colocadas en un mismo punto pero con diferentes respuestas a temperatura y tensión [Kersey'97, Xu'94]. Si denotamos por $K_{\epsilon 1}$ y $K_{\epsilon 2}$ las respuestas a la tensión de cada una de las redes, y por K_{T1} y K_{T2} sus respuestas a la temperatura, se puede escribir la siguiente ecuación matricial:

$$\begin{pmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{\epsilon 1} & K_{T1} \\ K_{\epsilon 2} & K_{T2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon \\ T \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Este conjunto de dos ecuaciones admiten solución siempre que la matriz sea invertible, lo que ocurre si la razón entre las respuesta de los dos sensores a la tensión es diferente de la razón entre las respuestas a la temperatura. Esta diferencia en responsividad se puede obtener reduciendo el diámetro del recubrimiento de una de las redes de forma que la sensibilidad a la tensión aumenta. Una variante de este método utiliza dos FBG con λ_B muy separados, por ejemplo 850 nm y 1300 nm [Xu'94], permitiendo la determinación de tensión y temperatura con precisión de $\pm 10 \mu\epsilon$ y $\pm 5^\circ\text{C}$ respectivamente. La combinación con redes de Bragg de largo período también se puede utilizar para la discriminación de temperatura y tensión [Patrick'96, Bhatia'97].

2.3. Esquemas de detección de la longitud de onda de Bragg

Los equipos que determinan la longitud de onda reflejada por una FBG (λ_B) se denominan interrogadores de redes de Bragg (FBGI) y pueden clasificarse en dos grandes grupos según el tipo de fuente óptica utilizado para iluminar la FBG:

- (1) Fuente de espectro ancho, realizando el barrido en longitud de onda mediante un filtro óptico sintonizable en detección (por ejemplo un Fabry-Perot móvil).
- (2) Láser de banda estrecha sintonizable, evitando el uso de filtros en detección.

Para la elección de uno u otro método, se debe tener en cuenta el mayor ancho de banda de los filtros ópticos respecto a los láseres sintonizables, la dependencia de la red con la polarización de la radiación óptica y la posibilidad de la aparición de efectos de interferencia producidos cuando la fuente utilizada es altamente coherente. Si la aplicación particular no requiere de la medida absoluta de la longitud de onda λ_B , sino de la

medida de desplazamiento de la misma, se pueden utilizar asimismo métodos de detección interferométricos [Kersy'92a, Kersy'92b, Kersy'97]. Esta técnica introduce la radiación reflejada por la FBG en un interferómetro no equilibrado de diferencia de camino óptico fijo, de forma que el desplazamiento en λ_B es convertido en un desplazamiento de fase proporcional a éste. Esta técnica es muy útil para la medida de desplazamientos pequeños, si bien debe ser tenido en cuenta que la diferencia de camino óptico en el interferómetro debe ser menor que la longitud de coherencia de la luz reflejada por la red.

3. Esquemas propuestos para la calibración de interrogadores

Independientemente de la arquitectura del FBGI elegido para cada aplicación, resulta fundamental contar con una calibración de alta precisión que garantice la correcta evaluación de la longitud de onda medida. Tradicionalmente, la calibración de interrogadores se realiza mediante combinación de FBGs previamente calibradas y OSAs convencionales [Dyer'05]. No obstante, esta estrategia proporciona una resolución y precisión limitadas. Para superar dichas limitaciones, en la presente tesis se han desarrollado y demostrado experimentalmente dos métodos de calibración de FBGI.

3.1. Método 1: Red de Bragg simulada

El primero de los dos métodos propuestos se basa en la simulación de una FBG cuya longitud de onda pueda ser sintonizada dentro del rango de medida del FBGI. Para simular dicha FBG se utiliza un filtro óptico paso-banda sintonizable seguido de un espejo en fibra. Esta FBG simulada presenta anchos de banda inferiores a la anchura nominal del filtro óptico debido al doble paso inducido por el espejo. Utilizando una anchura de filtro entorno de 0,5 nm, se obtienen anchuras espectrales de la FBG simulada comparables a las de dispositivos comerciales [Salgado'12]. Dada la capacidad de sintonización del filtro óptico, la longitud de onda de la FBG simulada puede ser variada de forma que los interrogadores pueden ser calibrados en la totalidad de su rango de medida.

En este método, la FBG simulada se ilumina alternativamente con la salida proporcionada por una fuente óptica de banda ancha, tal como un diodo superluminiscente (SLED) o la emisión espontánea de un EDFA, y con la salida proporcionada por el FBGI bajo prueba (Figura 52). Cuando la red simulada es iluminada por la fuente de banda ancha (SLED o EDFA), la longitud de onda reflejada se caracteriza con un WM

calibrado que sirve como referencia.

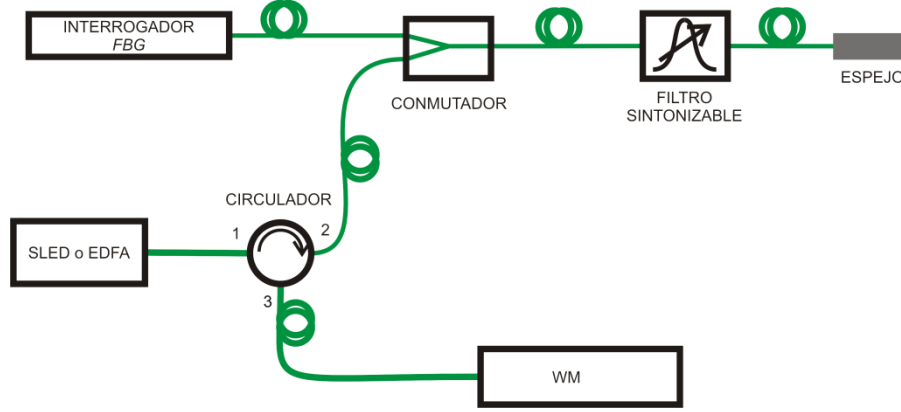


Figura 52: Configuración del primer método de calibración, basado en una FBG simulada y un WM calibrado.

Definimos la constante de corrección, $K(\lambda)$, del FBGI a una longitud de onda como la diferencia entre la longitud de onda medida por el interrogador (λ_{FBGI}) y la longitud de onda media con el WM (λ_{WM}):

$$K(\lambda) = \lambda_{FBGI} - \lambda_{WM} \quad (5.1)$$

Las contribuciones a la incertidumbre de la calibración del FBGI provienen de la incertidumbre en la determinación de la longitud de onda del FBGI y el WM. La incertidumbre en la medida de λ_{FBGI} es debida a la resolución óptica ($\delta\lambda_{FBGI}$), la resolución de lectura ($\Delta\lambda_{FBGI}$) y repetibilidad de apagado-encendido del FBGI ($\Delta\lambda_{FBGI} (on-off)$). En el caso de λ_{WM} , la incertidumbre en su medida vendrá determinada por la calibración del WM (λ_{WM-CAL}), la precisión del WM debido a la anchura de la FBG simulada ($\Delta\lambda_{WM}$) y a la inestabilidad térmica del filtro óptico que induce derivas en la longitud de onda de la FBG simulada ($\sigma\lambda_{WM (filtro)}$). De todas estas componentes, la principal es la anchura de la FBG simulada, que afecta tanto a la precisión del WM como en la repetibilidad en la medida por el WM.

Con respecto al uso de FBG calibradas como referencia, nuestro método presenta varias ventajas: la forma del espectro se mantiene constante en todo el rango de medida y no se ve afectada por la deformación y la temperatura, y la forma gaussiana resultante permite una determinación unívoca del pico, ya que el pico en longitud de onda y la longitud de onda central del espectro reflejado coinciden. Esta característica hace que nuestro método de calibración sea adecuado para todos los tipos de interrogadores

de FBG, independientemente del método implementado para la determinación de pico.

3.2. Método 2: Celdas de absorción

El segundo de los métodos se basa en el uso de celdas de gas molecular con líneas de absorción bien definidas en la tercera (1530 nm - 1565 nm) y cuarta (1565 nm – 1625 nm) ventana de comunicaciones ópticas. Entre las celdas de absorción de gas existentes como referencia en las bandas C y L para telecomunicaciones se encuentran las de $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ [Gilbert'01a], $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ [Edwards'05], $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ y $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ [Sasada'90], $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ y $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ [Gilbert'02]. El método consiste en comparar los valores calibrados de las líneas de absorción (λ_{REF}) con las medidas proporcionadas por el FBGI (λ_{FBGI}). Para poder realizar la medida, se utiliza un espejo de fibra óptica que proporciona la ventaja del doble paso por la celda, con la consiguiente reducción de incertidumbre (Figura 53).

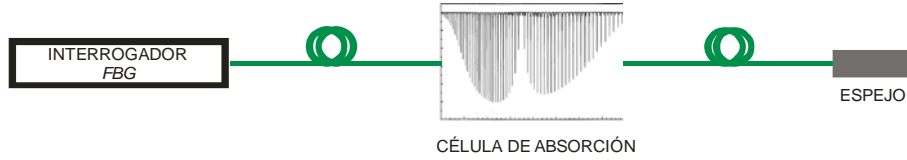


Figura 53: Configuración del segundo método de calibración, basado en celdas de absorción de gas calibradas.

En este método, la constante de corrección o error $K(\lambda_X)$ del FBGI a la longitud de onda de la absorción X de la celda de referencia se calcula como la diferencia entre la longitud de onda medida por el FBGI ($\lambda_{FBGI,X}$) y el valor referencia de la longitud de onda de la absorción X ($\lambda_{REF,X}$):

$$K(\lambda_X) = \lambda_{FBGI,X} - \lambda_{REF,X} \quad (5.2)$$

La incertidumbre en la medida de la λ_{FBGI} , igual que para el anterior método, es debida a la resolución óptica ($\delta\lambda_{FBGI}$), la resolución de lectura ($\Delta\lambda_{FBGI}$) y repetibilidad de apagado-encendido del FBGI ($\Delta\lambda_{FBGI(on-off)}$), mientras que $\lambda_{REF,X}$ es conocida con una incertidumbre que proviene de una calibración previa. Este segundo método proporciona incertidumbres inferiores al método de la FBG simulada, pero presenta el inconveniente de que no es aplicable a cualquier FBGI, ya que es necesario que incluya herramientas software de post-procesado integradas capaces de detectar absorciones.

4. Demostración experimental

4.1. Dispositivos bajo análisis

Los dos métodos anteriormente descritos se han demostrado mediante la calibración de varios sistemas interrogadores comerciales: dos unidades estáticas SM125-500 y una unidad dinámica SM130-700, todas ellas fabricadas por Micron Optics; y un equipo FS42 fabricado por HSM, sin capacidad de detección de valles.

El interrogador estático SM125-500 cuenta con un láser sintonizable que recorre el rango de 1510 nm - 1590 nm con una frecuencia de 1 Hz [Bao'02]. La resolución óptica del sistema es de 0,8 pm y la resolución de lectura de 0,01 pm. El interrogador incorpora referencias de longitud de onda trazables al NIST, incluyendo una celda de absorción de gas acetileno ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$) y un Fabry-Perot. Todos los equipos SM125-500 se calibran en fábrica siguiendo un conjunto de pruebas estándar en las que se utilizan celdas de gas de cianuro de hidrógeno ($\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$). Los valores del pico o valle se determinan como la longitud de onda central de la parte del espectro que excede un valor umbral a 3 dB de la amplitud máxima.

El interrogador dinámico SM130-700 es similar al SM125-500, presentando el mismo rango de análisis (1510 nm - 1590 nm), pero con una frecuencia de barrido de hasta 1000 Hz y sin una celda de gas de referencia. La resolución óptica del sistema es de 0,8 pm y la resolución de lectura es 0,01 pm.

Finalmente, el interrogador FS42 también emplea tecnología de láser de barrido y una celda de absorción de gas de referencia trazable al NIST ($\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$). Recorre el rango de 1500 nm a 1600 nm con una frecuencia de 1 Hz. La resolución óptica del sistema es de 1 pm y la resolución de lectura de 0,01 pm.

4.2. Método 1: Red de Bragg simulada

En nuestra demostración experimental, se utilizó un filtro sintonizable MAPF JGM-1GGP01FA y un reflector total en fibra de punta de oro para simular la FBG (FORF-31P-1300/1550-9/125-S-3A-1-1). La anchura espectral (FWHM) del filtro sintonizable es 0,250 nm la cual es reducida a 0,175 nm tras pasar dos veces por el filtro óptico. Esta FWHM es similar a las anchuras espectrales típicas de las FBG utilizadas para aplicaciones de sensado. Como fuentes de banda ancha, se utilizaron un SLED Thorlabs para el rango de 1510 nm a 1570 nm y un EDFA modelo EFDA-BA-L-25-18-FC/APC de Accelink Technologies para el rango entre 1570 nm a 1590 nm. Como refe-

rencia se utilizó un WM WA-1650 de EXFO, calibrado frente a un OFC como se detalla en el capítulo 4. En la Figura 54 está representado el montaje experimental utilizado para la calibración de los equipos SM125-500, SM130-700 y FS42.

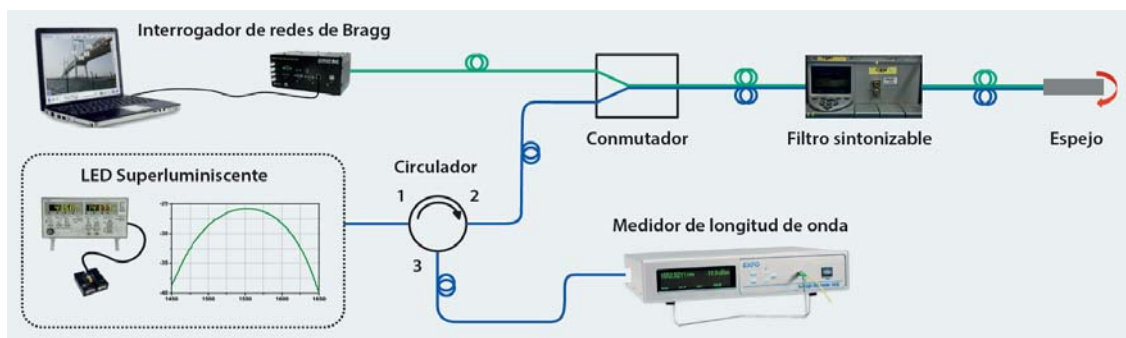


Figura 54: Primer montaje experimental para la calibración de los FBGI.

4.3. Método 2: Celdas de absorción

En este segundo método de calibración se emplearon dos celdas de absorción de gas referencia. La primera es una celda de acetileno ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$) modelo SRM-2517a fabricada y calibrada por el NIST con absorciones útiles en la región de 1510 nm - 1540 nm [Gilbert'01a]. La segunda de estas celdas consiste en una celda fabricada por Wavelength References conteniendo una mezcla de tres gases: cianhídrico de ^{12}C ($\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$) a una presión de 5 Torr (0,66 kPa), y monóxido de carbono de ^{12}C (^{12}CO) y ^{13}C (^{13}CO) a una presión de 150 Torr (18 kPa), y calibrada según se detalla en el capítulo 2 de esta tesis, para la región entre 1535 nm - 1570 nm.

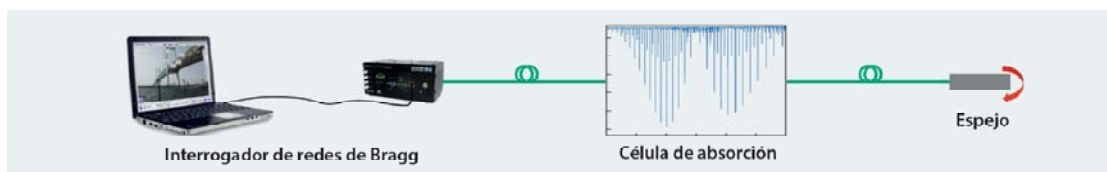


Figura 55: Segundo montaje experimental utilizado para la calibración de dos unidades SM125-500 y una unidad SM130-700.

Con este método se han calibrado únicamente los FBGI estáticos SM125 fabricados por Micron Optics, ya que el software del equipo fabricado por HSM no permite detección de valles.

5. Resultados y discusión

5.1. Método 1: Red de Bragg simulada

El primer método se aplicó a una de las unidades SM125, y a las unidades SM130 y FS42, sintonizando la FBG simulada en pasos de 5 nm dentro del intervalo 1510 nm - 1590 nm. En cada punto, se midió alternativamente la longitud de onda de la red simulada con el FBGI y con el WM, obteniendo la corrección resultante con la ecuación (5.1). Las componentes de la incertidumbre y su contribución, resumidas en la Tabla 30, corresponden con la calibración del equipo SM125 de Micron Optics. En el caso de la calibración del equipo FS42, la menor resolución óptica (1 pm) no tiene influencia en el valor final de la incertidumbre de calibración.

Magnitud	Comp. incert.	Tipo	Valor /pm	Incert. /pm	Contrib. /pm
λ_{WM}	λ_{WM-CAL}	B	0	0,094	0,047
	$\Delta\lambda_{WM}$	B		1,4	0,39
	$\sigma\lambda_{WM} (filtro)$	B		0,40	0,23
λ_{FBGI}	$\delta\lambda_{FBGI}$	B		0,80	0,23
	$\Delta\lambda_{FBGI}$	B		0,010	0,0029
	$\Delta\lambda_{FBGI} (on-off)$	B		0,20	0,12
					1,1

Tabla 30: Balance de incertidumbres del método de calibración de FBGI mediante FBG simulada. El cálculo ha sido realizado a la longitud de onda de 1530 nm.

En la Tabla 31 y la Figura 56 se muestran las correcciones y sus incertidumbres asociadas para cada uno de los equipos bajo análisis. La línea continua representa la corrección media de los respectivos equipos en toda la banda, mientras que las líneas discontinuas representan la incertidumbre expandida ($k = 2$) de la corrección media. El error medio y su incertidumbre están resumidos en la Tabla 32.

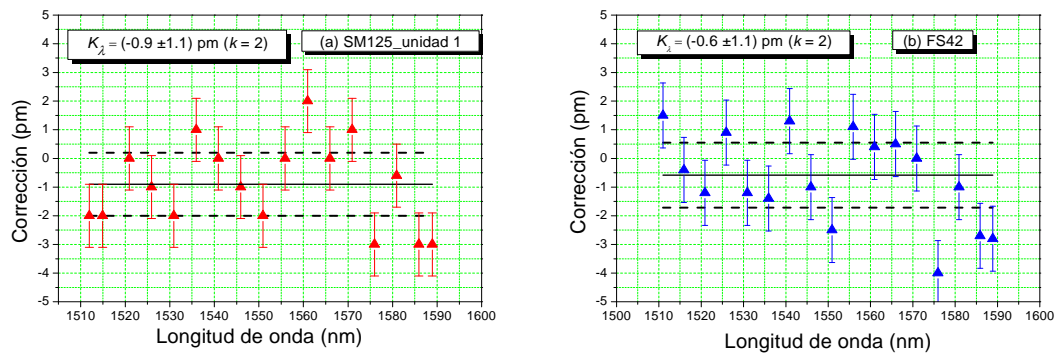
La corrección media en la medida de la longitud de onda de los dos interrogadores estáticos (SM125 y FS42) a lo largo de la banda de estudio, es inferior al $\pm 1,1$ pm que establece la incertidumbre de la calibración, por lo que no requiere de correcciones adicionales. En cambio, para el caso del interrogador SM130 (interrogador dinámico) la corrección a lo largo de la banda es de 16,4 pm, por lo que su medida debe corregirse para la realización de medidas absolutas. Esta diferencia entre los interrogadores estáticos y el interrogador dinámico radica en el uso de la celda de acetileno interna de los primeros, que actúa como referencia en longitud de onda del sistema durante su operación.

SM125 (unidad 1)			FS42			SM130		
λ /nm	Corrección /pm	Incert. /pm	λ /nm	Corrección /pm	Incert. /pm	λ /nm	Corrección /pm	Incert. /pm
1511,955	-2,0	1,1	1510,948	1,5	1,1	1511,981	17,0	1,1
1514,921	-2,0	1,1	1515,898	-0,4	1,1	1515,934	16,0	1,1
1520,913	0,0	1,1	1520,898	-1,2	1,1	1520,928	16,0	1,1
1525,918	-1,0	1,1	1525,908	0,9	1,1	1525,921	15,0	1,1
1530,919	-2,0	1,1	1530,911	-1,2	1,1	1530,923	14,0	1,1
1535,920	1,0	1,1	1535,916	-1,4	1,1	1535,928	17,0	1,1
1540,908	0,0	1,1	1540,907	1,3	1,1	1540,921	18,0	1,1
1545,916	-1,0	1,1	1545,917	-1,0	1,1	1545,926	15,0	1,1
1550,899	-2,0	1,1	1550,901	-2,5	1,1	1550,911	15,0	1,1
1555,894	0,0	1,1	1555,901	1,1	1,1	1555,910	17,0	1,1
1560,937	2,0	1,1	1560,942	0,4	1,1	1560,956	18,0	1,1
1565,934	0,0	1,1	1565,94	0,5	1,1	1565,951	19,0	1,1
1570,926	1,0	1,1	1570,928	0,0	1,1	1570,945	18,0	1,1
1575,933	-3,0	1,1	1575,916	2,0	1,1	1575,938	17,0	1,1
1580,911	-0,6	1,1	1580,913	-4,0	1,1	1580,926	16,0	1,1
1585,919	-3,0	1,1	1585,908	-1,0	1,1	1585,928	15,0	1,1
1588,911	-3,0	1,1	1588,899	-2,7	1,1	1588,924	16,0	1,1

Tabla 31: Errores de calibración y la incertidumbre obtenidos para cada uno de los equipos calibrados en la banda 1510 nm-1590 nm.

	K_λ /pm	$U(k=2)$ /pm
SM125 (unidad 1)	-0,9	1,1
FS42	-0,6	1,1
SM130	16,4	1,1

Tabla 32: Corrección media e incertidumbre para cada uno de los tres equipos comerciales calibrados.



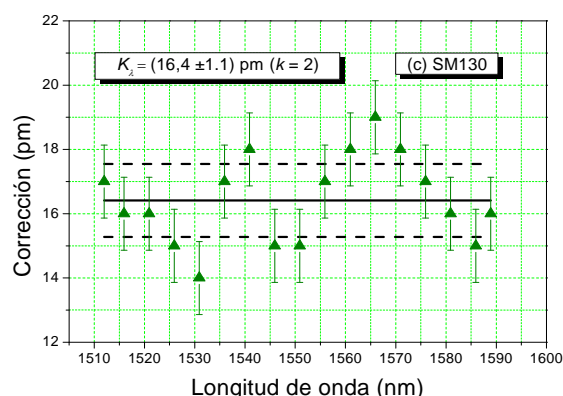


Figura 56: Corrección e incertidumbre ($k = 2$) en función de la longitud de onda para los equipos: (a) SM125, (b) FS42 y (c) SM130.

5.2. Método 2: Celdas de absorción

El segundo método se aplicó a la calibración de los dos interrogadores estáticos SM125, utilizando múltiples líneas de absorción de celdas de acetileno (C_2H_2), cianhídrico (HCN) y monóxido de carbono (CO). Previamente a la calibración de los equipos, se estudió el tiempo de medida mínimo necesario para que la incertidumbre de la medida de la longitud de onda de referencia estuviera por debajo de la incertidumbre de la calibración de la línea particular. Para ello se tomaron medidas de la longitud de onda de las absorciones de la celda de referencia durante periodos de tiempo que variaron entre 5 minutos y 2 horas. En cada una de estas medidas se calculó la desviación estándar para varias de las líneas detectadas por el FBGI. El resultado de este estudio es que no existían diferencias significativas en la incertidumbre procedente de la medida en función del tiempo en el rango bajo análisis, lo que muestra una estabilidad de medida muy alta. Por esta razón se tomó la decisión de limitar la duración de las medidas para la calibración a 5 minutos.

En la Tabla 33 están resumidas las componentes que influyen en la incertidumbre de calibración por este método para el caso de la línea P10 de la celda de absorción de acetileno ^{12}C ($^{12}C_2H_2$) ($\lambda_{REF} = 1530,97627$ nm). El valor de la incertidumbre del método se mantiene constante en todo el rango de longitudes de onda en la cual el interrogador permite medir. Los valores de λ_{REF} se obtuvieron a partir del certificado de calibración de la celda proporcionado por el NIST [Gilbert'01a]. Los valores de λ_{REF} correspondientes a la celda de absorción de $H^{12}C^{14}N$ y $^{12}C^{16}O$ utilizada se obtuvieron de la calibración de la celda realizada en el capítulo 2 tras aplicar la corrección de los desplazamientos de las líneas de absorción inducidos por la presión parcial del gas dentro de la celda [Swann'02a, Swann'02b]. La incertidumbre atribuida al coeficiente de desplaza-

Calibración de interrogadores de redes de Bragg

miento de presión se añadió cuadráticamente a la incertidumbre del valor de la línea de absorción.

Mag.	Comp. Incert.	Tipo	Valor /pm	Incert. /pm	Contrib. /pm
λ_{REF}	λ_{REF}	B	0	0,35	0,18
λ_{FBGI}	λ_{FBGI}	A		0,00060	0,000013
	$\delta\lambda_{FBGI}$	B		0,8	0,23
	$\Delta\lambda_{FBGI}$	B		0,01	0,0029
	$\Delta\lambda_{FBGI (on-off)}$	B		0,2	0,12
					0,63

Tabla 33: Balance de incertidumbres del método de calibración de FBGI con celda de absorción. El cálculo ha sido realizado a la longitud de onda de 1530,97627 nm, correspondiente con la línea de absorción P10 de la celda de absorción de acetileno ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$).

Ref.	SM125 (unidad 1)			SM125 (unidad 2)		
	λ_{FBGI} /nm	Corrección /pm	Incert. /pm	λ_{FBGI} /nm	Corrección /pm	Incert. /pm
C_2H_2	1515,59318	-0,00002	0,00068	1515,59228	-0,00092	0,00069
	1520,08654	0,00054	0,00061	1520,08580	0,00007	0,00061
	1526,87420	-0,00015	0,00056	1526,87425	-0,00010	0,00052
	1530,37141	0,00031	0,00063	1530,37081	-0,00010	0,00059
	1535,39298	0,00018	0,00063	1535,39303	0,00023	0,00060
HCN	1539,69747	-0,00037	0,00055	1539,69720	-0,00064	0,00056
	1542,07337	0,00089	0,00056	1542,07259	0,00011	0,00056
	1548,87727	0,00044	0,00056	1547,98930	0,00070	0,00060
CO	1564,74537	-0,00059	0,00056			
	1565,35004	-0,00053	0,00058	1565,34999	-0,00059	0,00059
	1568,77283	-0,00117	0,00061	1568,03516	-0,00068	0,00061
	1569,53789	-0,00103	0,00063	1569,53815	-0,00077	0,00063

Tabla 34: Correcciones e incertidumbre de los dos equipos calibrados en la ventana de 1512 nm -1570 nm. Las longitudes de onda corresponden con absorciones de la celda de acetileno (C_2H_2), cianhídrico (HCN) y monóxido de carbono (CO).

En la Tabla 34 y la Figura 57 se muestran las correcciones y la incertidumbre de cada uno de los equipos calibrados en función de la longitud de onda. La línea continua representa la corrección media de los respectivos equipos en cada uno de los intervalos, mientras que las líneas discontinuas representan la incertidumbre expandida ($k = 2$) del error medio en cada uno de los intervalos. El error medio y su incertidumbre están resumidos en la Tabla 35.

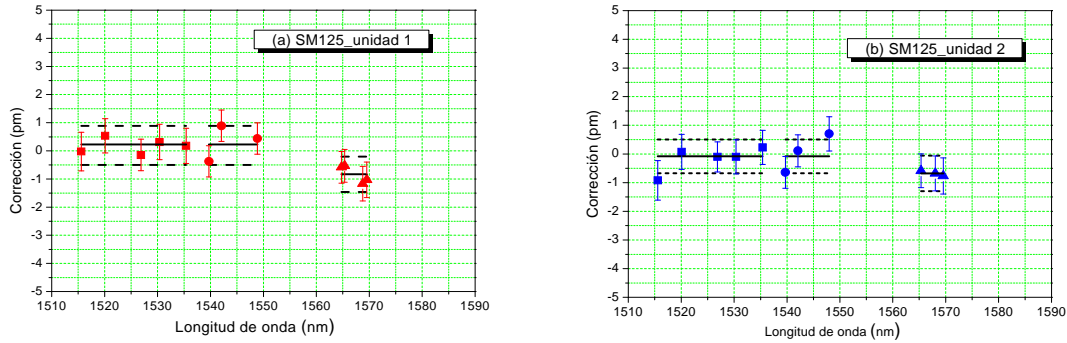


Figura 57: Corrección e incertidumbre de los interrogadores estudiados en función de la longitud de onda.

Intervalo /nm	SM125 (unidad 1)		SM125 (unidad 2)	
	K_λ /pm	$U(k=2)$ /pm	K_λ /pm	$U(k=2)$ /pm
1515 nm – 1550 nm	-0,23	0,64	-0,08	0,59
1560 nm – 1570 nm	-0,83	0,63	-0,68	0,61

Tabla 35: Corrección media e incertidumbre ($k = 2$) para cada uno de los equipos comerciales calibrados en cada una de los intervalos.

Se puede apreciar un aumento de la corrección entre los intervalo 1515 nm – 1550 nm y 1560 nm – 1570 nm, quedando fuera de la incertidumbre expandida en el segundo caso. Esta diferencia se atribuye a que la celda interna utilizada para la autocalibración de estos equipos utiliza acetileno ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$). Fuera de la zona cubierta por esta celda de autocalibración, se realiza una extrapolación que provoca una mayor corrección. Dicho error se corrige en el rango (1540 nm – 1550 nm) en la calibración de fábrica, que utilizan celdas de absorción de $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$, pero no así en el rango cubierto por el CO.

6. Conclusiones

En este capítulo y como aplicación final de los avances en metrología de frecuencias ópticas desarrollados en la presente tesis, se han propuesto y caracterizado dos métodos de calibración de FBGI para sensado de presión y temperatura. Se han propuesto dos métodos alternativos para la calibración de FBGI, siendo demostrados experimentalmente sobre cuatro sistemas comerciales. El primero de estos métodos se basa en simular una FBG con un filtro óptico y un espejo, donde la radiación reflejada es medida con un WM calibrado frente al OFC. El segundo de los métodos consiste en medir las absorciones de diversas celdas de referencia ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, $^{12}\text{CO}_2$ y $^{13}\text{CO}_2$). Ambos métodos permiten la trazabilidad de la calibración del FBGI al patrón de

tiempo del SI: a través del WM calibrado en el primer método y a través de las celdas calibradas con trazabilidad al patrón del segundo en el último método.

En el primer método se utiliza una FBG simulada compuesta por un filtro óptico sintonizable y un espejo. La longitud de onda de esta FBG simulada se calibra frente a un WM de referencia previamente calibrado con un OFC. Este primer método es aplicable a todos los sistemas comerciales, independientemente de sus prestaciones software, pero su incertidumbre ($\pm 1,1$ pm) está limitada por el ancho espectral del filtro sintonizable y la estabilidad de la longitud de onda del filtro óptico. Los resultados del primer método ponen de manifiesto la importancia de incorporar en los FBGI una celda de referencia para la autocalibración durante la operación del equipo, lo que permite obtener correcciones por debajo de la incertidumbre de calibración.

El segundo método consiste en medir múltiples líneas de absorción de referencia de celdas de absorción de gas calibradas. Este método presenta incertidumbres más bajas que el caso anterior ($\pm 0,65$ pm), debido a que las absorciones presentan menor anchura de línea que el filtro óptico. No obstante, sólo es aplicable a sistemas comerciales equipados con herramientas software de post-procesado con capacidad de detectar valles. La mayor precisión de este segundo método ha permitido comprobar que el error de estos equipos es menor en la zona cubierta por la celda de gas interna. A medida que se aleja de esta zona, la extrapolación de la calibración deja de ser efectiva, produciendo un progresivo aumento de la corrección que llega a superar la incertidumbre de calibración.

Los resultados de ambos métodos demuestran un notable potencial para proporcionar la trazabilidad necesaria en diversas aplicaciones de sensado, como la vigilancia de la salud estructural en sectores tan diversos como el aeroespacial, hidrocarburos, transporte o ingeniería civil.

Conclusiones

Conclusiones

La presente tesis ha proporcionado nuevas referencias frecuenciales de alta calidad para su uso en la calibración en tiempo y frecuencia de equipamiento óptico, de especial relevancia en las áreas de comunicaciones ópticas y sensado distribuido.

Como primera referencia óptica, se ha desarrollado un reloj atómico óptico centrado en 780 nm, basado en un láser anclado en la absorción saturada $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_3$ de una celda de Rb atómico. Tras la optimización del sistema de saturación mediante haz contrapropagantes, la estabilidad del reloj atómico óptico desarrollado proporciona valores de $2,53 \cdot 10^{-8}$ para tiempos de integración de 512 s.

Asimismo, se ha caracterizado una celda de absorción molecular tri-gas compuesta de cianuro de hidrógeno $H^{12}C^{14}N$ (a presión de 5 Torr), monóxido de carbono $^{12}C^{16}O$ y monóxido de carbono $^{13}C^{16}O$ (ambos a presión de 150 Torr). Las absorciones de esta celda, que cubren el rango de 1520 nm hasta 1630 nm, se han calibrado con una incertidumbre de $\pm 0,59$ pm. A partir de esta caracterización, se realizó una segunda referencia frecuencial mediante anclaje de un láser DFB en el flanco de la línea P10 (1541,2711 nm) del espectro de absorción del $H^{12}C^{14}N$. Esta referencia ha sido caracterizada frente al OFC auto-referenciado, obteniendo una frecuencia de $(194\,510\,201,44 \pm 0,38)$ MHz.

La última referencia óptica presentada por la tesis es un sistema sintonizable basado en filtrado Brillouin del OFC. El procedimiento de sintonización en dos pasos propuesto, dota de una alta flexibilidad en la elección de la frecuencia sintetizada, con resolución de sintonización de 20 Hz para la banda C de comunicaciones ópticas. La viabilidad de este esquema se ha demostrado sintetizando dos frecuencias ópticas dentro del

ancho de banda de emisión del peine, utilizando como bombeo dos fuentes láser estabilizadas en la pendiente de dos absorciones moleculares de la celda de acetileno de referencia ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$). Las anchuras de línea de las referencias ópticas sintetizadas estaban por debajo de los 75 kHz, mientras que la estabilidad de las señales sintetizadas resultaron ser de $4 \cdot 10^{-11}$ para tiempos de observación cortos.

Las referencias frecuenciales descritas se han utilizado para la calibración de equipos comerciales para comunicaciones y sensado. En primer lugar, se han calibrado dos medidores de longitud de onda comerciales con resoluciones de 100 MHz y 10 MHz. Para ello, se estabilizaron dos láseres en las pendientes de las absorciones P11 ($1531,587\,9 \pm 0,000\,3$) nm y P25 ($1540,827\,44 \pm 0,000\,10$) nm de la celda de acetileno ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$), próximas a las frecuencias ITU 195,90 THz y 194,30 THz. La frecuencia de emisión de los láseres fue medida con el OFC auto-referenciado, proporcionando incertidumbres relativas del orden de la incertidumbre por resolución del equipo, $5 \cdot 10^{-7}$ y $5 \cdot 10^{-8}$ respectivamente. El WM de mayor resolución se calibró adicionalmente con el reloj atómico a 780 nm, obteniendo una incertidumbre de 20 MHz, consistente con el valor obtenido en la 3ª ventana. Adicionalmente, se estudió el comportamiento de los medidores de longitud de onda en periodos largos de funcionamiento, determinándose una degradación de hasta ± 19 MHz para el equipo estudiado. El análisis de esta degradación concluyó que tenía su origen en una deriva térmica del equipo, cuya corrección permitió recuperar la incertidumbre de la calibración realizada en periodos cortos (± 12 MHz).

Finalmente, las referencias propuestas se han utilizado en el desarrollo de dos esquemas de calibración alternativos para FBGI. El primero de estos métodos, basado en redes simuladas mediante filtros ópticos, es aplicable a todos los sistemas comerciales y proporciona una incertidumbre de calibración $\pm 1,1$ pm. El segundo método, basado en células de absorción, sólo es aplicable a sistemas comerciales equipados con herramientas software de post-procesado con capacidad de detectar valles, pero proporciona una incertidumbre de la calibración de $\pm 0,65$ pm.

En conjunto, los avances de la presente tesis permiten seguir extendiendo el impacto y el rango de aplicación de la revolución metrológica que supusieron los peines ópticos de frecuencia. La provisión de referencias ópticas trazables de alta estabilidad entraña un importante reto, cuya resolución es fundamental para aprovechar los continuos avances tecnológicos en equipamiento óptico para comunicaciones, espectroscopía y sensado. Como ejemplo de estos retos, cabe destacar futuras extensiones de los resultados de esta tesis a otros rangos frecuenciales, así como aumentos de estabilidad mediante controles más precisos de condiciones ambientales y señales de realimentación.

Anexo I:

Procedimiento de caracterización de fuentes láser con un peine de frecuencias

1. Introducción
2. Determinación de los signos de la frecuencia de offset y de batido
3. Determinación del orden del modo N en la medida de una frecuencia láser

Anexo I: Caracterización de fuentes láser con un peine de frecuencias

1. Introducción

Una de las aplicaciones más importantes del OFC es la medida de frecuencias ópticas mediante batido heterodino, tal como se introduce en el capítulo 1 de la presente tesis. Esta técnica ha sido además utilizada en la obtención de los resultados detallados en los capítulos 2, 3 y 4 de este trabajo. En este anexo, se detalla con mayor profundidad los pasos y los conceptos teóricos necesarios para llevar a cabo estas medidas.

Consideremos f_X la frecuencia del láser bajo test, y N el orden del modo del OFC más próximo a f_X . Como puede observarse en la Figura 58, podemos calcular f_X a partir de las frecuencias principales del OFC (la frecuencia de repetición f_{rep} y la frecuencia de offset f_0) y la frecuencia de batido entre el láser y el modo N :

$$f_X = N \cdot f_{rep} \pm f_0 \pm f_{beat} \quad (I.1)$$

Las frecuencias de repetición y offset son conocidas por la propia configuración del OFC, mientras que la frecuencia de batido se obtiene de manera directa en el fotodetector en el que se hacen interferir la emisión del OFC y la señal bajo test. No obstante, pa-

ra poder calcular f_x sigue siendo necesario determinar el valor de N y los dos signos de la ecuación I.1. El proceso para resolver estas incógnitas se detalla en los epígrafes 2 y 3 del presente anexo.

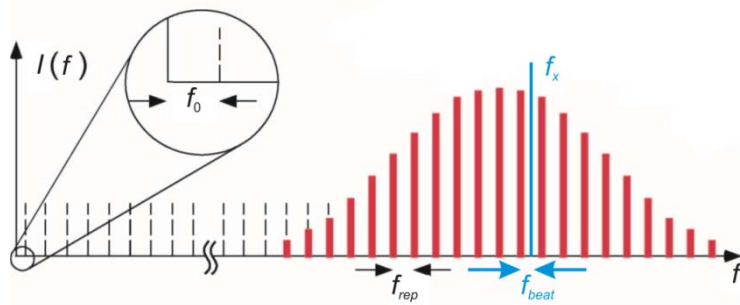


Figura 58: Medida de una frecuencia láser desconocida utilizando un OFC.

2. Determinación de los signos de la frecuencia de offset y de batido

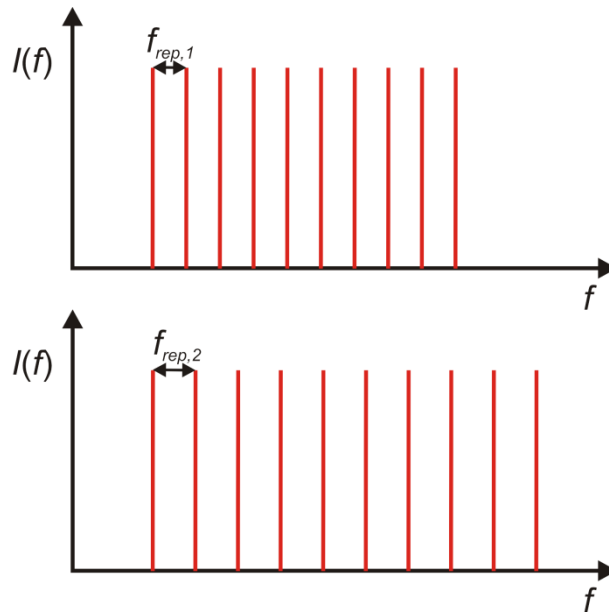


Figura 59: Comportamiento del peine frente a un aumento de la frecuencia de repetición.

Los signos de f_0 y f_{beat} en la ecuación (I.1) deben ser determinados para cada medida, analizando para ello el comportamiento de la frecuencia f_{beat} cuando se aplica un cambio en la frecuencia de repetición o en la frecuencia de offset. Un cambio en la frecuencia f_{rep} induce un cambio en la separación de los modos del OFC, semejante al fuelle de un acordeón, donde uno de los extremos está fijo en la frecuencia f_0 (Figura

59).

En caso de modificar f_0 , el espaciado entre los modos del OFC permanece inalterado y es todo el OFC el que se mueve en conjunto hacia frecuencias mayores o menores, dependiendo del signo de f_0 y la variación introducida. Por ejemplo, si f_0 es positiva, un aumento Δf_0 también positivo inducirá un desplazamiento del OFC hacia frecuencias mayores (Figura 60).

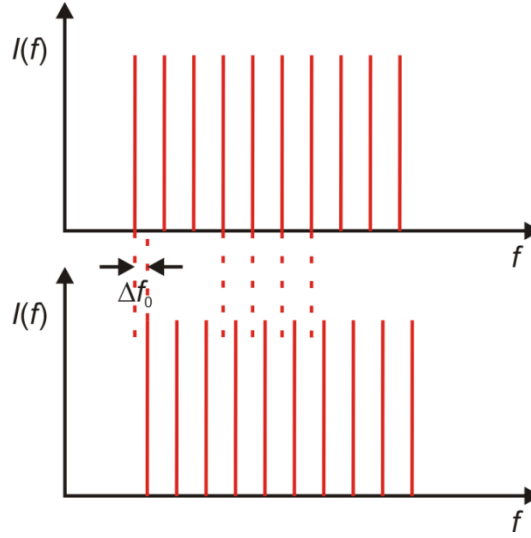


Figura 60: Comportamiento del OFC frente a un aumento de la frecuencia de offset Δf_0 , asumiendo f_0 positiva.

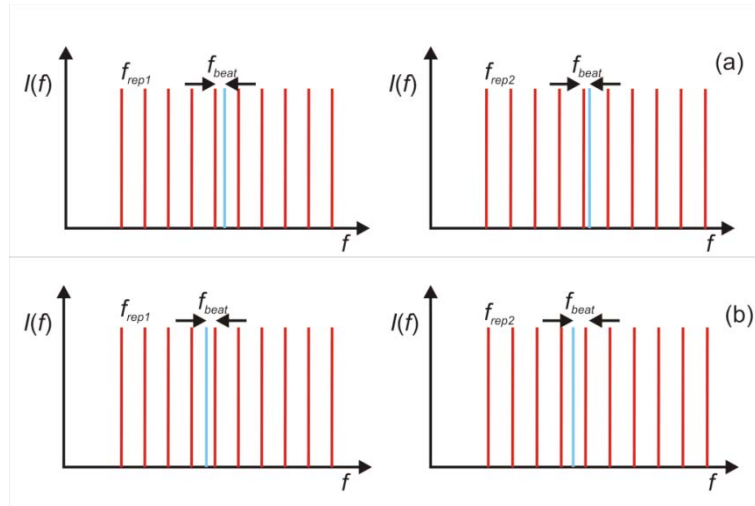


Figura 61: Comportamiento de la frecuencia de batido con el aumento de la frecuencia de repetición: (a) el láser está a la derecha del diente (b) el láser está a la izquierda del diente.

Estas dependencias pueden aprovecharse para determinar el signo de f_{beat} y f_0 , observando el comportamiento de f_{beat} ante pequeñas variaciones de los parámetros de configuración del OFC. En primer lugar, se parte de un valor de f_{rep} utilizado para la medida y se aumenta ligeramente. Si la frecuencia láser se encuentra a la derecha del modo con el cual se está batiendo (Figura 61a), el aumento de la f_{rep} producirá que el modo en cuestión se acerque al láser, con lo que la frecuencia de batido disminuirá. En este caso el signo de la frecuencia de batido será positivo. En el caso de que el láser esté a la izquierda del diente más cercano (Figura 61b), el aumento de la f_{rep} producirá que el modo en cuestión se aleje del láser, con lo que la frecuencia de batido aumentará.

Una vez que el signo de la f_{beat} ha sido determinado, es posible determinar el signo de la f_0 . Para ello, mantenemos la f_{rep} en su valor inicial e introducimos una pequeña variación en f_0 , observando su efecto en la medida de f_{beat} . Dependiendo de los signos de f_{beat} y f_0 se tendrán cuatro casos posibles:

Caso 1: Supongamos que f_{beat} es positiva (luego el láser está a la derecha del modo) y aumentemos la f_0 en una pequeña cantidad. Si la f_{beat} disminuye, implica que el modo en cuestión está acercándose a la frecuencia láser desconocida, luego el OFC está siendo desplazado hacia frecuencias mayores. En este caso la f_0 tendrá el signo positivo.

Caso 2: Supongamos que f_{beat} es de nuevo positiva (luego el láser está a la derecha del modo) y aumentemos f_0 en una pequeña cantidad. Si f_{beat} aumenta, implica que el modo en cuestión está alejándose de la frecuencia láser desconocida, luego el OFC está siendo desplazado hacia frecuencias menores. En este caso f_0 tendrá el signo negativo.

Caso 3: Supongamos que f_{beat} es negativa (luego el láser está a la izquierda del modo) y aumentemos f_0 en una pequeña cantidad. Si f_{beat} disminuye, implica que el modo en cuestión está acercándose a la frecuencia láser desconocida, luego el OFC está siendo desplazado hacia frecuencias menores. En este caso f_0 tendrá el signo negativo.

Caso 4: Supongamos que f_{beat} es de nuevo negativa (luego el láser está a la izquierda del modo) y aumentamos f_0 en una pequeña cantidad. Si f_{beat} aumenta, implica que el modo en cuestión está alejándose de la frecuencia láser desconocida, luego el OFC está siendo desplazado hacia frecuencias mayores. En este caso f_0 tendrá el signo positivo.

Todos los casos posibles que se pueden dar en la determinación de los signos de f_{beat} y f_0 , se encuentran resumidos en la Tabla 36.

Procedimiento de caracterización de fuentes láser con un peine de frecuencias

	f_{beat}		f_0
Si f_{rep} aumenta y f_{beat} disminuye	+	Si f_0 aumenta y f_{beat} disminuye	+
		Si f_0 aumenta y f_{beat} aumenta	−
Si f_{rep} aumenta y f_{beat} aumenta	−	Si f_0 aumenta y f_{beat} aumenta	+
		Si f_0 aumenta y f_{beat} disminuye	−

Tabla 36: Determinación de signos para la frecuencia de offset y la frecuencia de batido.

3. Determinación del orden N del modo

El valor del modo, N , es un número entero muy elevado, cuyo orden puede estimarse como:

$$N = \frac{f_x}{f_{rep}} \quad (I.2)$$

Por ejemplo, para una longitud de onda en torno a 1550 nm, y una frecuencia de repetición de 100 MHz, el orden del modo será del orden de $2 \cdot 10^6$. Para determinar su valor exacto, existen dos alternativas. Si tenemos un conocimiento previo aproximado de la frecuencia del láser bajo test con una resolución menor que la mitad de la frecuencia de repetición (por ejemplo mediante un WM de alta precisión, o si el láser está anclado en alguna absorción conocida), es suficiente con redondear el valor obtenido con la siguiente ecuación:

$$N = \frac{f_{WM} - f_0 - f_{beat}}{f_{rep}} \quad (I.3)$$

donde f_{WM} es la frecuencia aproximada del láser obtenida con un WM, por ejemplo.

No obstante, si no se cuenta con una primera aproximación de la frecuencia del láser bajo test de suficiente precisión, es necesario realizar medidas con distintos modos del OFC a fin de conseguir un sistema de ecuaciones cuya única solución sea el valor de N . Cada una de estas medidas se realiza con diferentes valores de f_{rep} manteniendo f_0 constante. Supongamos que para un valor f_{rep1} el orden del modo es N y la frecuencia de batido es f_{beat1} . Aplicando I.1:

$$f_x = N f_{rep1} + f_0 + f_{beat1} \quad (I.4)$$

Asimismo, para una segunda frecuencia de repetición, f_{rep2} , el orden del modo del OFC será $(N + m)$ si f_{rep1} es mayor que f_{rep2} , o $(N - m)$ si es menor, obteniéndose una nueva frecuencia de batido f_{beat2} . Para el caso en que f_{rep1} es mayor que f_{rep2} , obtenemos:

$$f_x = (N + m)f_{rep2} + f_0 + f_{beat2} \quad (I.5)$$

Si se hace un seguimiento visual del número de dientes m que hemos saltado al pasar de la frecuencia f_{rep1} a la f_{rep2} , este valor será conocido, por lo que (I.4) y (I.5) forman un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas que resolviéndose nos da el valor de N :

$$N = \frac{m f_{rep2} + (f_{beat2} - f_{beat1})}{(f_{rep1} - f_{rep2})} \quad (I.6)$$

Este método de determinación de N , depende fundamentalmente de la incertidumbre en la medida de f_{beat} , ya que las incertidumbres de medida de f_{rep} son mucho más pequeñas. Suponiendo que esta incertidumbre tiene un valor de Δ , la incertidumbre en la determinación de N vendrá dada por la expresión

$$u(N) = \frac{2\Delta}{(f_{rep1} - f_{rep2})} \quad (I.7)$$

Esta ecuación implica que cuanto mayor sea la incertidumbre en la medida de f_{beat} , mayor debe ser la diferencia entre f_{rep1} y f_{rep2} para que el valor de la incertidumbre (I.7) se mantenga por debajo de 0,5, asegurando así la determinación unívoca del modo:

$$(f_{rep1} - f_{rep2}) = \frac{2\Delta}{0,5} = 4\Delta \quad (I.8)$$

Si suponemos que el valor de Δ es igual a 1 kHz, implicaría que la diferencia en las frecuencias de repetición debe ser igual a 4 kHz, con lo que el valor de m será 80 para el rango de 1550 nm. Esta diferencia de modos es difícil de contar manualmente, por lo que al aplicar este método, típicamente se recurre a un mayor número de medidas incrementando progresivamente la frecuencia de repetición. De este modo, se dispone de un sistema de múltiples ecuaciones y una única incógnita, reduciéndose la incertidumbre del resultado hasta obtener un valor de N unívoco.

Adicionalmente, existen métodos más complejos para superar las restricciones impuestas por las técnicas descritas. Ma [Ma'03] propuso un primer método de determinación absoluta del número de modo del OFC sin la necesidad de usar equipos auxiliares. En su método producían un cambio en la frecuencia de repetición del OFC de una forma suave, con lo que podían controlar al final del proceso con qué modo se realizaba el batido. Este método tiene el inconveniente de que sólo es útil cuando la frecuencia de repetición del OFC es muy alta. Zhang [Zhang'07] desarrolló un método alternativo que es válido tanto para OFCs con alta como con baja frecuencia de repetición. En este segundo método la determinación del número de modo se realiza en un proceso compues-

Procedimiento de caracterización de fuentes láser con un peine de frecuencias

to de dos pasos: en el primero se obtiene una primera aproximación variando la frecuencia de repetición una cantidad pequeña de forma que no se produzca un cambio de modo, mientras que en el segundo se mejora la precisión del anterior cálculo mediante un cambio en la frecuencia de repetición mayor tal que se consiga un cambio de diente.

Anexo II:

El peine de frecuencias del Instituto de óptica “Daza de Valdés”

1. Introducción
2. El láser de femtosegundos
3. Estabilización del peine de frecuencias ópticas
 - 3.1 Introducción
 - 3.2 Estabilización de la f_{rep} del peine de frecuencias ópticas
 - 3.2.1 El módulo de detección de fase (PHD110)
 - 3.2.2 El módulo de medida (MB110)
 - 3.2.3 El módulo regulador (PID110)
 - 3.2.4 El módulo de control del motor (MC110)
 - 3.2.5 El sintetizador de frecuencias (DDS120)
 - 3.3 Estabilización de la f_0 del peine de frecuencias
 - 3.3.1 Unidad electrónica de amplificación (OFD100)
 - 3.3.2 El detector de fase digital (DXD200)
 - 3.3.3 La unidad de realimentación (PIC210)
4. El contador de frecuencias (FXM50)
5. Unidad de suministro de señales de radiofrecuencia (RFD10)
6. Las unidades de batido
 - 6.1 La unidad de detección de batido en aire BDU-FS
 - 6.2. La unidad de detección de batido todo en fibra BDU-OF
 - 6.3 La unidad electrónica de amplificación BFD100

Anexo II: El peine de frecuencias del Instituto de Óptica “Daza de Valdés”

1. Introducción

El IO-CSIC, es uno de los miembros firmantes del Acuerdo de Reconocimiento Mutuo (MRA) del Comité Internacional de Pesas y Medidas (CIPM) [CIPM’03]. Como tal, tiene reconocidos valores de Capacidad de Medida y Calibración (CMC) [CMCs], incluyendo una incertidumbre de 3 pm en la caracterización en longitud de onda de láseres de diodo y medidores de longitud de onda en el rango 1250 nm - 1650 nm (incertidumbre relativa de $2 \cdot 10^{-6}$). Se cubre así casi por completo las bandas de comunicaciones ópticas (O-E-S-C-L-U) [Carrasco-Sanz’07], utilizando para ello láseres estabilizados en absorciones naturales de diferentes especies químicas. Por ejemplo, en la banda de 1550 nm es utilizado el acetileno de ^{12}C ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$) [Gilbert’01] y en la banda de 1300 nm se utiliza el metano de ^{12}C ($^{12}\text{CH}_4$) [HITRAM’12].

Con el fin de reducir la incertidumbre en la medida de la frecuencia de los láseres utilizados en la calibración, el IO-CSIC dispone de un OFC auto-referenciado completo basado en un láser de modos anclados construido sobre un oscilador anular de fibra dopada con Er. El oscilador genera pulsos de femtosegundos centrados en 1560 nm,

permitiendo el ajuste de la frecuencia de repetición de la emisión entre 98 MHz y 102 MHz. El OFC resultante se estabiliza mediante la electrónica apropiada referenciada a un reloj atómico de Rb, disciplinado mediante GPS a la referencia internacional de tiempo. En estas condiciones, el reloj atómico proporciona una estabilidad en cortos espacios de tiempo de 10^{-13} s.

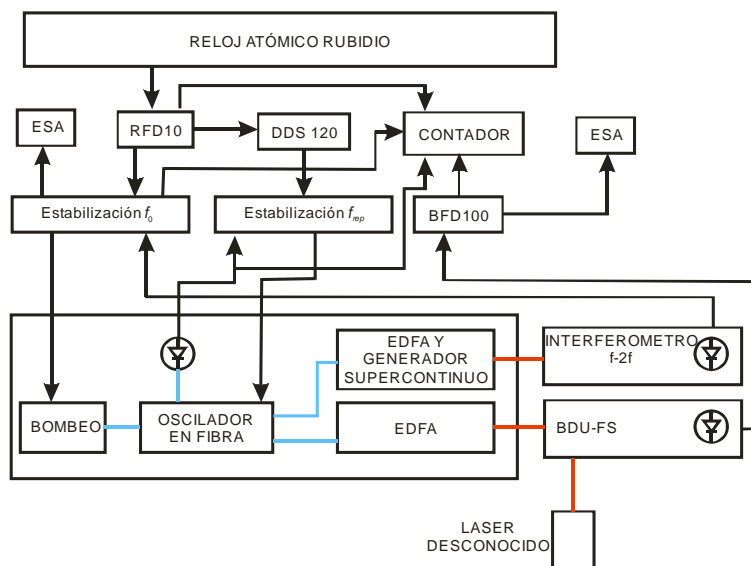


Figura 62: Esquema global del OFC auto-referenciado del IO-CSIC. Las líneas azules corresponden a conexiones internas de fibra óptica, las líneas rojas a radiación óptica en aire y las líneas negras a conexiones eléctricas.

Las desviaciones en la frecuencia de repetición (f_{rep}) y la frecuencia de offset (f_0) instantáneas son corregidas por la electrónica de control variando la longitud de la cavidad y modulando la potencia de bombeo del oscilador, respectivamente. Así mismo, el OFC presenta una unidad óptica en la cual se mide la frecuencia de batido de los láseres desconocidos con el peine (f_{beat}) y contadores de frecuencia que permiten la medida de las tres frecuencias fundamentales (f_{rep} , f_0 y f_{beat}). Todos los bloques mencionados aparecen ilustrados en la Figura 62, así como descritos en detalles en los siguientes apartados del presente anexo.

2. El láser de femtosegundos

Los láseres de fibra óptica se basan en osciladores con fibras ópticas dopadas, principalmente mediante tierras raras como Er e Yb [Dong'16, Agrawal'08]. La generación de pulsos en láseres de fibra óptica se consigue mediante técnicas de anclado de modos activos con moduladores de ganancia [Hanna'89, Takada'90]; o pasivos mediante diversos absorbentes saturables [Loh'93, Abraham'93, Yamashita'05], interferóme-

tros de Sagnac [Richardson’91, Chestnut’05] o rotación de polarización no lineal [Tamura’93, Buckley’05].

En particular, el láser de femtosegundos del OFC es un sistema comercial modelo FFS fabricado por Toptica Photonics AG, basado en un oscilador de fibra óptica dopada con Er (Figura 63) [Adler’04]. El oscilador consiste en un resonador en anillo con un elemento sensible a la polarización integrado en la cavidad. El oscilador anular genera pulsos de luz ultracortos (por debajo de 150 fs) centrados en 1560 nm con una frecuencia de repetición entorno a 100 MHz. La emisión del oscilador es dividida por un acoplador 50/50 en dos señales amplificadas mediante fibra óptica dopada con Er.

El sistema de anclado de modos (elemento *mode-locking*) está ubicado entre dos lentes de acoplo fibra-aire, y consta de dos subsistemas que varían la longitud total de la cavidad resonante en función de la medida de frecuencia instantánea realizada por un detector rápido (denominado Monitor en la Figura 63). El primer subsistema consiste en una mesa de traslación controlada por un motor paso a paso que permite un ajuste grueso de la cavidad. El segundo consiste en un actuador piezoeléctrico, encargado del ajuste fino.

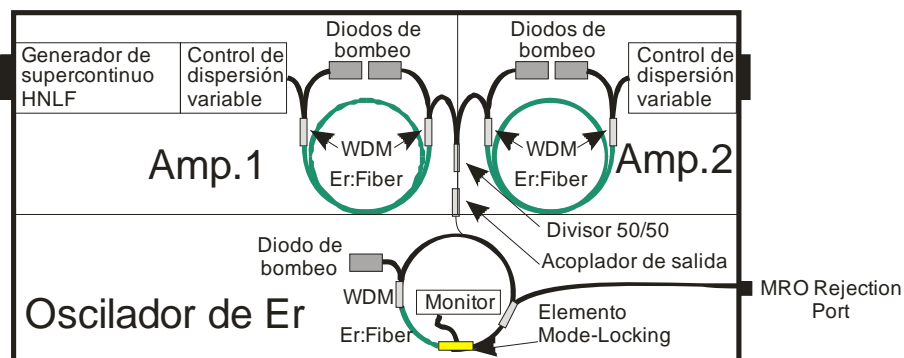


Figura 63: Esquema del láser de femtosegundos, destacando las secciones correspondientes al oscilador y a los dos amplificadores.

El primer amplificador (Amp. 1), está diseñado para proporcionar máxima potencia y mínima duración de pulso a fin de generar el espectro de una octava necesario para la detección de la frecuencia f_0 . Está bombeado por dos diodos láser a 980 nm con una potencia total máxima de 980 mW. A la salida del amplificador, la potencia óptica media es de 250 mW, correspondiente a 2,5 nJ de energía por pulso. Presenta un ancho de banda de 60 nm centrado en 1550 nm. El ensanchamiento de pulso introducido por el amplificador se compensa mediante el sistema de prismas mostrado en la Figura 64 [Fork’84]. Esta alternativa presenta pérdidas más bajas que las soluciones basadas en redes de difracción [Treacy’69], y permite obtener pulsos con una duración de alrededor

de 85 fs.

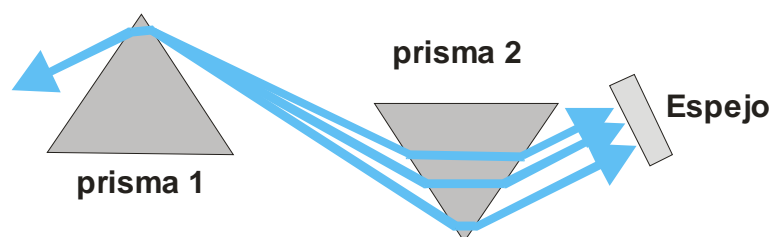


Figura 64: Sistema de dispersión variable implementado en el láser de OFC.

El pulso recomprimido por el sistema de prismas es inyectado en 8 cm de fibra mantenedora de polarización de alta no linealidad y de dispersión desplazada (PM-HNDS) [Okuno'99]. Consiste en una fibra monomodo con un diámetro de campo modal de $3,7 \mu\text{m}$ y longitud de dispersión nula a 1550 nm. De esta forma, el supercontinuo generado a la salida de la fibra abarca desde los 1050 nm hasta por encima de los 2100 nm, cubriendo más de la octava necesaria para conseguir la medida de la f_0 . La distribución espectral medida experimentalmente a la salida de la fibra no lineal se muestra en la Figura 65.

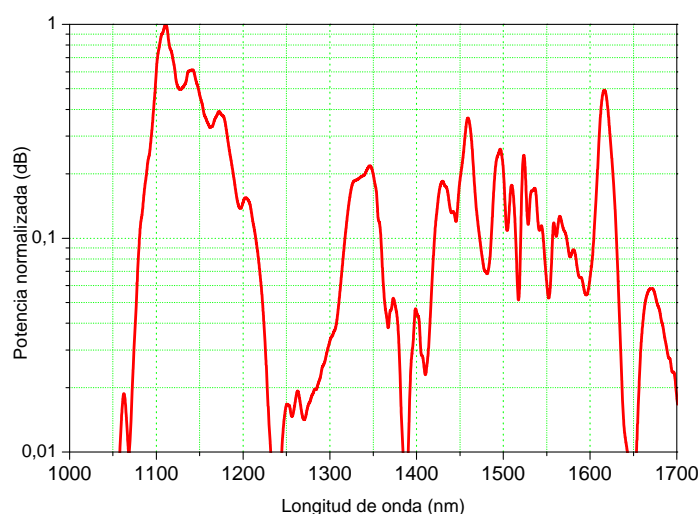


Figura 65: Espectro ensanchado de la salida del amplificador 1.

El segundo amplificador presenta un diseño equivalente, proporcionando una salida con una potencia media de 250 mW, para uso experimental en una unidad de batido en aire. También incluye un control de dispersión variable para compensar el ensanchamiento de pulso. El espectro de salida del segundo amplificador abarca el rango de 1480 nm a 1620 nm (Figura 66). Variando la potencia del bombeo del amplificador,

puede sintonizarse la longitud de onda a la que se obtiene la máxima potencia.

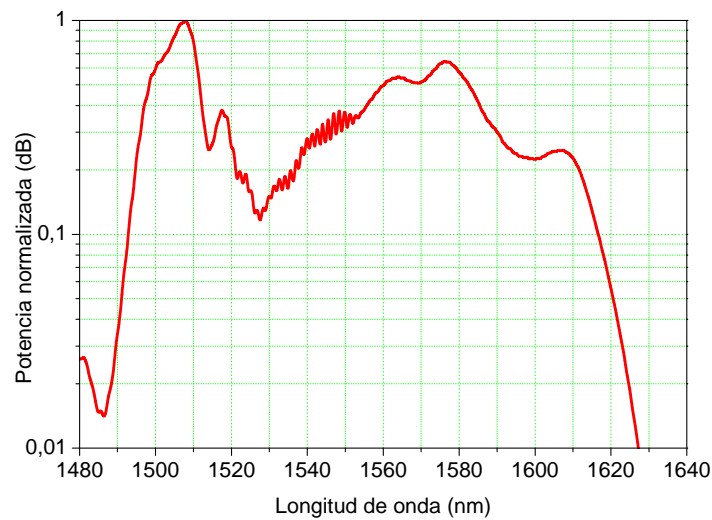


Figura 66: Espectro de salida del amplificador 2.

El OFC presenta una tercera salida en fibra, denominada *MRO rejection port*. Esta salida recibe alrededor del 6% de la potencia óptica total existente en el oscilador, extraída mediante el correspondiente acoplador. Su espectro de salida se muestra en la Figura 67.

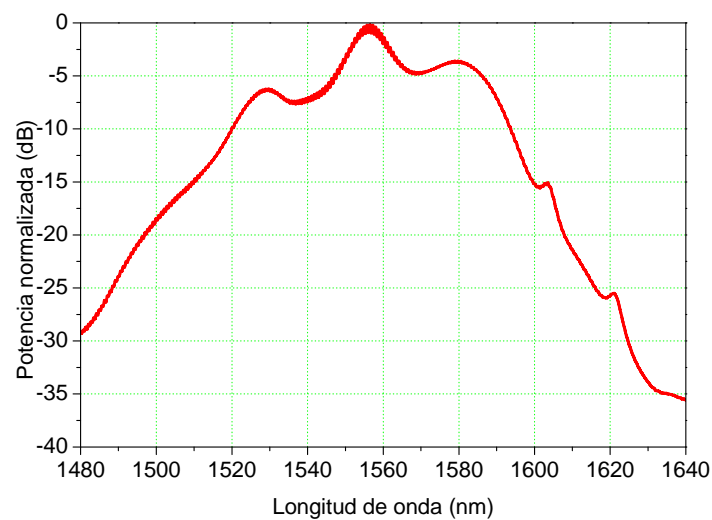


Figura 67: Espectro de la salida en fibra del OFC.

3. Estabilización del peine de frecuencias ópticas

3.1. Introducción

La estabilización del OFC requiere de la estabilización de las dos radiofrecuencias que definen su estructura global de modos: la frecuencia de repetición y la frecuencia de offset. Ambas frecuencias se estabilizan utilizando como referencia un reloj atómico de Rb. La estabilización de la f_{rep} es la más sencilla de llevar a cabo, bastando con comparar en un detector de fase la diferencia entre la f_{rep} del láser de femtosegundos con la frecuencia objetivo establecida por un sintetizador de radiofrecuencias. La señal de error servirá para variar la longitud total de la cavidad resonante de forma que la diferencia entre ambas frecuencias sea nula. Sin embargo, la estabilización de f_0 precisa de su caracterización mediante un interferómetro f-2f [Jones'00].

3.2. Estabilización de la f_{rep} del peine de frecuencias ópticas

La estabilización la frecuencia de repetición con una referencia externa se realiza mediante un módulo electrónico de sincronización denominado FFS-SYNC-PLL y fabricado por TOPTICA Photonics AG. Estos elementos se presentan en la Figura 68.

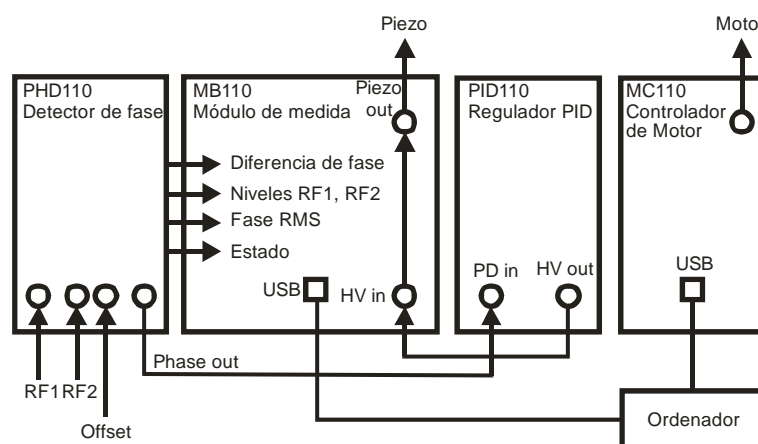


Figura 68: Electrónica de control de la frecuencia de repetición del OFC.

Este módulo detecta las desviaciones de frecuencia mediante un detector de fase (Toptica PHD110) y proporciona una salida electrónica que permite su corrección mediante un bucle de realimentación PID (Toptica PID110). La frecuencia f_{rep} está fijada por un generador de frecuencias de 10 μ Hz de resolución fabricado por Menlo Systems (DDS120). Este generador está sincronizado con un reloj atómico de Rb TimeTech modelo RefGen 10491. El reloj de Rb presenta una estabilidad a tiempos cortos de 10^{-13} s

cuando se sincroniza por GPS a la referencia internacional.

3.2.1. El módulo de detección de fase (PHD110)

El detector de fase analógico compara los ángulos de fase instantáneos de las señales de radiofrecuencia que se introducen por las entradas RF1 y RF2. En la primera entrada de radiofrecuencia (RF1) se conecta mediante un cable SMA/SMB la medida de la frecuencia de repetición instantánea del tren de pulsos que viajan por la cavidad láser. En la segunda de estas entradas (RF2) se conecta la señal de radiofrecuencia procedente del sintetizador de frecuencia que se utiliza como referencia para la estabilización.

La salida de este módulo proporciona un voltaje proporcional a la diferencia de fase relativa de las señales de entrada (*Phase out*), el cual es usado como señal de error por el regulador PID. Además de esta salida, el módulo PHD110 aporta al módulo de medida MB 110 información sobre los niveles de potencia de las dos señales de radiofrecuencia comparadas, la diferencia de fase instantánea entre ambas y las fluctuaciones promedio de la fase (RMS Phase Jitter).

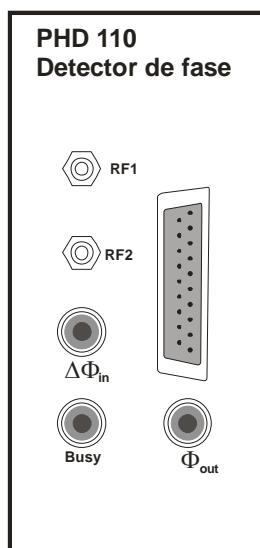


Figura 69: Módulo de detección de fase (PHD110).

3.2.2. El módulo de medida (MB110)

La unidad de medida MB110 está compuesta por un conjunto de conversores analógico-digitales que procesan toda la información sobre el estado de operación del bucle de realimentación, los niveles de entrada de las señales de radiofrecuencia, su diferencia de fase instantánea y fluctuaciones promedio de la fase (*RMS Phase Jitter*)

provenientes del módulo PHD110, así como el voltaje suministrado al actuador piezoeléctrico de la cavidad láser. Todas estas señales son digitalizadas y enviadas al ordenador que controla el sistema mediante la conexión USB.

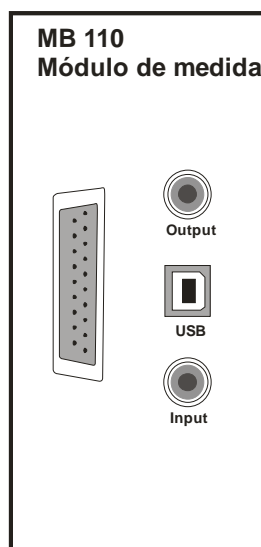


Figura 70: Módulo de medida (MB 110).

3.2.3. El módulo regulador (PID110)

El módulo regulador PID110 es un regulador Proporcional-Integral-Diferencial de uso general [Visioli'06, Åström'08]. La función de estos sistemas reguladores es proporcionar una señal de control al sistema regulado de forma que se minimice la señal de error que introducida desde el sistema controlado. Muchos son los métodos que se han desarrollado para ajustar los parámetros de estos circuitos de regulación al sistema que se debe controlar [O'Dwyer'09]. Entre los métodos más utilizados para este ajuste se encuentran métodos clásicos como los desarrollados por Ziegler-Nichols [Ziegler'42], Cohen-Coon [Cohen'53] y Chien-Hrones-Reswick [Chien'52], y más modernos como el método ITAE [Eriksson'07] o el AMIGO [Åstrom'95].

En el caso del módulo regulador PID110 (Figura 71), la señal que se pretende minimizar es la diferencia de fase relativa entre la frecuencia de repetición del OFC y la frecuencia de referencia proporcionada por el sintetizador. De las cuatro conexiones presentes en el frontal del módulo, únicamente se utilizan en este caso la entrada del fotodetector y la salida. La entrada del fotodetector se conecta con la salida de fase del módulo PHD110 mientras que la salida del módulo se conecta con la entrada de alimentación del actuador piezoeléctrico que controla el movimiento de uno de los colimadores fibra-aire de la cavidad resonante.

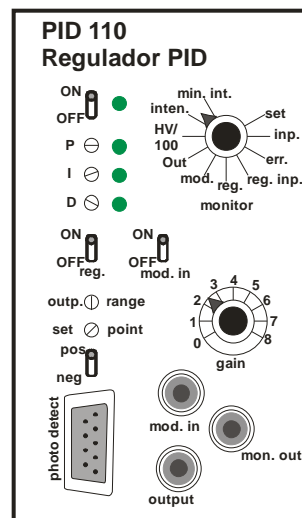


Figura 71: Módulo regulador (PID 110).

La señal de error es introducida a través de un conector DB9. La señal de entrada es amplificada antes de entrar en el modulo de PID con el objetivo de adecuarla al rango de funcionamiento del regulador. El factor de esta amplificación se controla con el potenciómetro *gain*. Los parámetros Proporcional, Integral y Derivativo están controlados por los potenciómetros de tornillo ubicados por debajo del interruptor de encendido del módulo. La señal de corrección generada en el regulador se transmite por BNC *Output* mediante un cable BNC-SMA.

Monitorizando la salida BNC *mon.out* en un osciloscopio, se puede monitorizar de forma continua el funcionamiento del bucle PID. La selección del aspecto particular a monitorizar se realiza mediante la rueda de selección monitor. De todos los parámetros seleccionables, el más importante que debe visualizarse es la señal de error (*err.*) que entra al bucle. Esta señal nos permite evaluar si los parámetros que definen el PID son adecuados y nos ayuda a modificarlos si es necesario.

3.2.4. El módulo de control del motor (MC110)

El módulo controlador de motor MC110 (Figura 72) es el encargado de controlar la mesa de translación lineal al cual está fija el segundo de los colimadores fibra-aire de la cavidad resonante. Durante el proceso de estabilización de f_{rep} , la función de este módulo es realizar el ajuste grueso de la longitud de la cavidad resonante del láser de femtosegundos. La segunda función de este módulo es el de reajustar la longitud de la cavidad resonante, cuando el voltaje suministrado al actuador piezoeléctrico sobrepasa unos niveles predefinidos, de forma que se recupere el rango de voltaje aplicable al actuador piezoeléctrico. La señal es suministrada al motor a través de un cable D-

SUB9/SMB que se conecta directamente a la entrada del motor. El módulo se conecta al ordenador de control mediante USB.

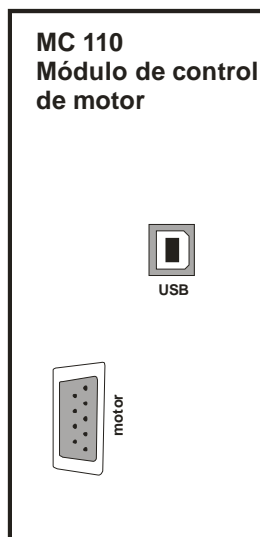


Figura 72: Módulo de control del motor MC110.

3.2.5. El sintetizador de frecuencias (DDS120)

La frecuencia de referencia que se introduce como RF2 en el módulo PHD110 se obtiene de un sintetizador digital de frecuencias modelo DDS12 fabricado por Menlo Systems (Figura 73). Este sintetizador es capaz de proporcionar señales sinusoidales de altísima estabilidad con una frecuencia hasta los 120 MHz y resolución de 10 μ Hz. La deriva de la frecuencia generada es menor que 10^{-6} Hz/s.

La amplitud de la señal sintetizada por el equipo puede seleccionarse dentro del rango entre -50 dBm y 13 dBm, mientras que la resolución en la selección de la fase de la señal es de 0,025°. El sintetizador puede funcionar referenciándose tanto a su oscilador de cuarzo interno como externamente a una referencia más estable, dependiendo de las necesidades del experimento. La señal de referencia utilizada para sincronizar la generación de la radiofrecuencia debe estar entre 10 MHz y 300 MHz, con amplitudes dentro del rango entre +5 dBm y +13 dBm.

El principio de operación del sintetizador se basa en la multiplicación de la frecuencia de referencia. Los factores de multiplicado dependen de la frecuencia de referencia variando desde 4x hasta 20x. La frecuencia máxima de la señal de salida está limitada por defecto en 50 mHz, 100 MHz y 120 MHz.

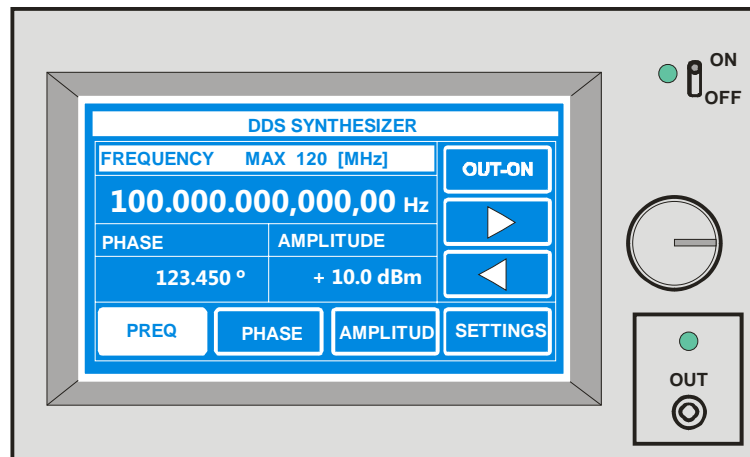


Figura 73: Sintetizador DDS120.

3.3. Estabilización de la f_0 del peine de frecuencias

El primer paso de la estabilización la f_0 es su medida en un interferómetro no lineal f-2f [Jones’00]. Para poder realizar esta medida, el espectro del peine óptico debe abarcar al menos una octava. En nuestro caso, abarca aproximadamente desde 1000 nm hasta los 2100 nm, gracias al supercontinuo generado en la fibra de alta no linealidad. La salida de la fibra es colimada y guiada al interferómetro f-2f mediante espejos, y doblada en un cristal no lineal. En la Figura 74 se muestra la unidad de batido utilizada.

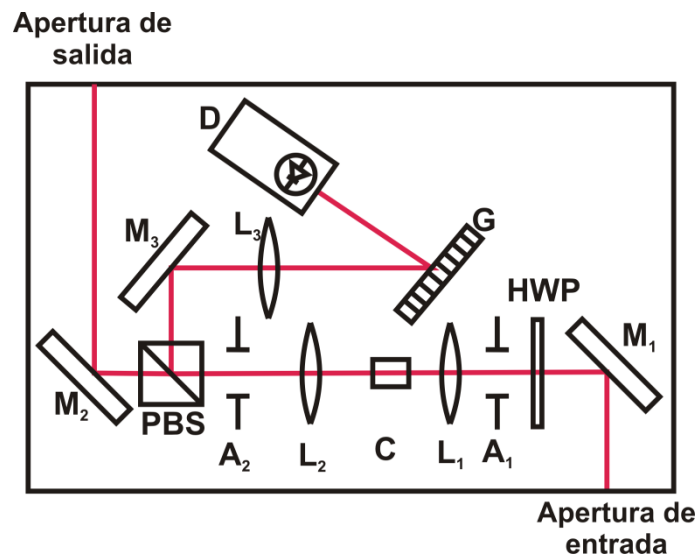


Figura 74: Diseño del interferómetro f-2f utilizado para la determinación de la frecuencia de offset.

El diseño de este interferómetro f-2f presenta una configuración de brazo único

en donde las partes fundamentales son el cristal (C) de Niobato de Litio periódicamente pulido (PPLN), una red de difracción (G) y un fotodetector PIN (D) modelo FPD150-F fabricado por Menlo Systems. La señal es introducida a través de la apertura de entrada, y guiada hacia el cristal no lineal mediante un primer espejo (M1). La lámina retardadora de media onda (W) permite ajustar la distribución de potencia entre el detector y la apertura de salida auxiliar. A ambos lados del PPLN se sitúan dos lentes esféricas de 25 mm de focal (L1, L2), de tal forma que la ubicación del cristal coincide con los puntos focales de las lentes. La primera lente enfoca la radiación óptica sobre el cristal a fin de conseguir la máxima eficiencia en la generación del espectro doblado. La segunda lente tiene como función colimar la radiación de salida del cristal. Un cubo divisor por polarización (PBS) divide el haz en dos: uno de los haces es guiado por un espejo M3 hacia el detector, mientras que el segundo haz es dirigido por un segundo espejo (M2) hacia la apertura de salida. La señal de batido se enfoca sobre el fotodetector mediante una tercera lente (L3). La red de difracción G selecciona el rango espectral alrededor de 1050 nm donde la zona inferior del espectro original se superpone con la zona superior del espectro doblado. Sobre el fotodetector se produce el batido heterodino, dando como resultado una frecuencia de batido igual a f_0 .

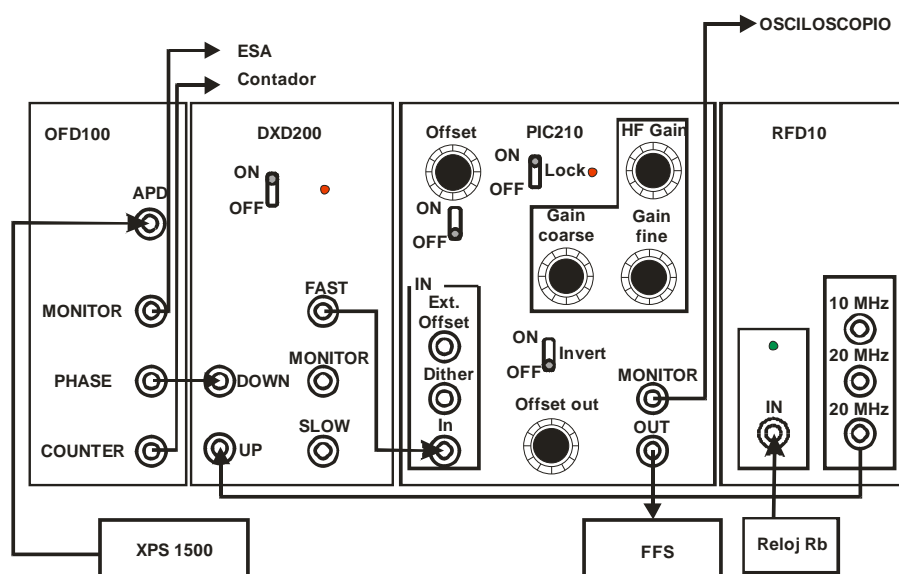


Figura 75: Esquema de conexiones entre los módulos involucrados en la estabilización de la f_0 .

La señal medida en el interferómetro f-2f es introducida en un módulo electrónico, fabricado por Menlo Systems GmbH, que realiza las funciones de detección y estabilización de f_0 (Figura 75). Todos los elementos que componen la electrónica de estabilización se encuentran referenciados al reloj atómico de Rb. La frecuencia f_0 se estabiliza amplificando la señal proveniente del detector incluido en el interferómetro f-2f en el

módulo de amplificación OFD100, monitorizándola en el módulo DXD200 y comparando esta frecuencia con la frecuencia de referencia en el módulo PIC20. La señal de salida proporcionada modula la potencia de emisión de los láseres de bombeo del oscilador de Er estabilizando de esta forma la fase portadora-envolvente.

3.3.1. Unidad electrónica de amplificación (OFD100)

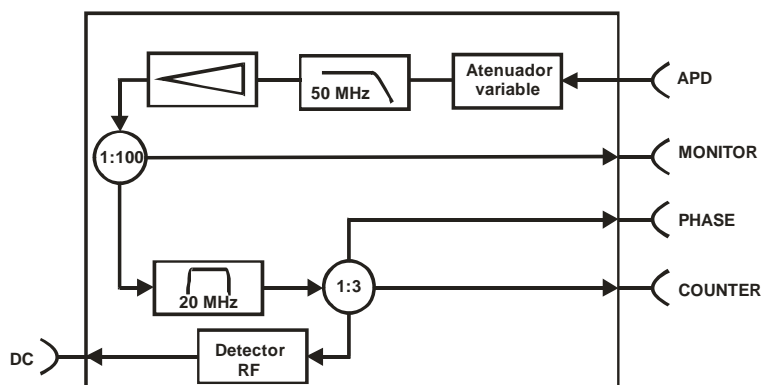


Figura 76: Unidad electrónica de amplificación OFD100.

La señal eléctrica procedente del interferómetro f-2f se introduce en el módulo OFD100 (Figura 76) por el puerto APD para su amplificación. La señal de entrada a este módulo puede ser atenuada si fuera necesario optimizar la relación señal-ruido (SNR). La señal procedente del detector se filtra electrónicamente con un filtro pasa-baja de 50 MHz y es amplificada. Este filtro impide la interferencia de los múltiples batidos que se producen entre los dientes del peine en el momento de la medida de la frecuencia de batido.

Una pequeña parte de esta señal es extraída por el puerto de monitorización, mientras que el resto es filtrado electrónicamente de nuevo mediante un filtro pasa-banda centrado en 20 MHz y de anchura 10 MHz. Este segundo filtrado tiene como objetivo evitar que las señales electrónicas procedentes del interferómetro f-2f interfieran con la señal centrada en 30 MHz procedente de la unidad de batido, donde se realiza la medida de la frecuencia de un láser desconocido. La señal resultante después del filtro pasa-banda es equitativamente dividida en tres señales que son dirigidas al detector de fase, al contador y a un detector de radiofrecuencia. La salida del detector de radiofrecuencia es un voltaje continuo proporcional a la potencia de radiofrecuencia dentro de la banda del filtro de 20 MHz. El voltaje de salida varía entre 0,2 V y 3,7 V y puede ser monitorizado a través del puerto DC ubicado en la parte trasera del módulo mediante un voltímetro.

3.3.2. El detector de fase digital (DXD200)

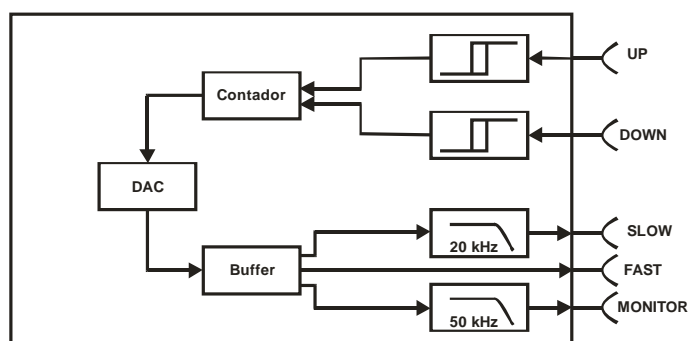


Figura 77: Detector de fase digital DXD200.

El elemento fundamental del detector de fase digital (Figura 77) es un contador que permite registrar diferencias de fase entre las señales introducidas en el módulo en el rango de -32π y $+32\pi$. La señal resultante del contador es introducida en un convertidor digital-analógico (DAC) a fin de generar una señal proporcional a la fase relativa entre ambas frecuencias. La unidad presenta dos puertos de entrada y tres puertos de salida. En el puerto de entrada *Up* se introduce la señal proveniente de la salida *phase detector* del módulo OFD100 mientras que en el puerto *Down* se introduce la señal de referencia a la cual hay que estabilizar la primera. La frecuencia de esta señal de referencia está establecida en 20 MHz y proviene de la unidad RFD10.

Los tres puertos de salida de la unidad proporcionan señales con voltajes entre -3 V y $+3$ V. La salida *Fast* suministra una señal sin filtrar que es introducida en el bucle de realimentación PIC210 como señal de error. La salida *Monitor* está filtrada por un filtro electrónico pasa-baja con frecuencia de corte en 50 MHz y es utilizada para monitorizar f_0 en el contador de frecuencias.

3.3.3. La unidad de realimentación (PIC210)

El PIC210 (Figura 78) es un módulo de realimentación compuesto por un circuito Proporcional-Integral que suministra una salida en voltaje variable entre 0 V y 10 V. La señal de error proveniente del detector de fase digital es introducida por el puerto *In* y amplificada por un factor de ganancia que combina los valores de ajuste grueso (*Gain coarse*, hasta 4 dB) y fino (*Gain fine*). La salida *Monitor* es proporcional a la de entrada, permitiendo monitorizar la señal de error de forma continua con un osciloscopio modelo HM400 (fabricado por HAMEG). El puerto *Out* proporciona la corrección a efectuar para estabilizar f_0 . Esta salida es introducida en la cabeza del láser de femtosegundos a través del puerto *Modulation*, que modula la potencia de emisión de los láseres de bom-

beo.

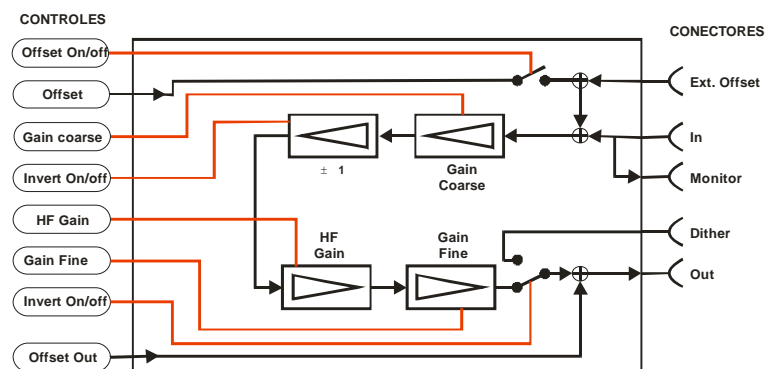


Figura 78: Unidad de realimentación PIC210.

4. El contador de frecuencias (FXM50)

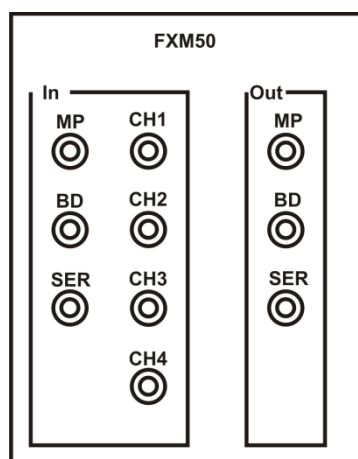


Figura 79: Contador de frecuencias FXM50.

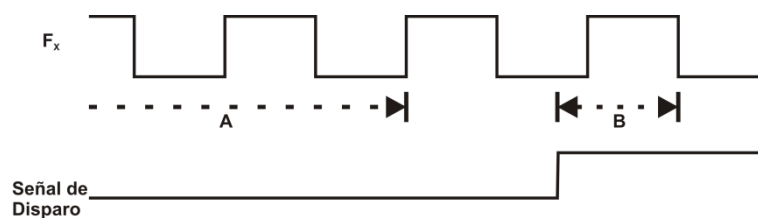


Figura 80: Esquema del funcionamiento del contador de frecuencias FXM50.

El módulo FXM50 es un contador de frecuencias que mide la frecuencia de las

señales introducidas simultáneamente por sus cuatro canales (Figura 79), utilizando los pulsos de conteo generados en la unidad RFD10 e introducidos por el puerto MP. Las lecturas de frecuencias de todos los canales son transmitidas al ordenador, junto con la descripción de las características del pulso de disparo, por una conexión RS232. La resolución en la medida de la frecuencia en cada uno de los cuatro canales del contador es de 1 mHz.

La medida de la frecuencia en cada uno de los canales se lleva a cabo realizando dos contajes por canal: el número de períodos antes del pulso de disparo (A) y la fracción del período de la señal que comienza con el pulso de disparo (B) en fracciones de 1000. De esta forma la fase de la señal de entrada se calculará mediante la expresión

$$\phi = A + 1 - \frac{B}{1000} \quad (\text{II.1})$$

La frecuencia de la señal es igual a la diferencia entre dos lecturas de fase sucesivas divididas por el intervalo temporal entre las mismas. Dado que las sucesivas lecturas se hacen a intervalos temporales iguales, T , la frecuencia de la señal vendrá dada por

$$f = \frac{\phi_2 - \phi_1}{T} = \frac{[(A_2 - B_2/1000) - (A_1 - B_1/1000)]}{T} \quad (\text{II.2})$$

Este proceso se ejemplifica en la Figura 80.

5. Unidad de suministro de señales de radiofrecuencia (RFD10)

Los elementos más críticos del sistema (el sintetizador de radiofrecuencia DDS120, la unidad digital de detección de fase DXD200 y el contador de frecuencias FXM50) requieren de sincronización externa al reloj atómico de Rb. La diseminación de esta señal de reloj se realiza en el módulo de distribución de referencia modelo RFD10 fabricado por Menlo Systems (Figura 81). La señal de sincronía de 10 MHz proveniente del reloj de Rb es introducida directamente a través del puerto *Ref. in*, con una potencia entre +5 dBm y +10 dBm. La señal introducida es filtrada por un filtro pasa-banda centrado en 10 MHz, dividida, amplificada y nuevamente dividida para proporcionar la referencia adecuada a todos los dispositivos sincronizados. El módulo presenta tres salidas: una referencia de 10 MHz que es transmitida al contador de frecuencias FXM50 y dos referencias de 20 MHz transmitidas al módulo DXD200 y al generador de frecuencias DDS120. Esta última es amplificada externamente en un preamplifi-

cador de cuatro canales modelo SR445A fabricado por Stanford Research.

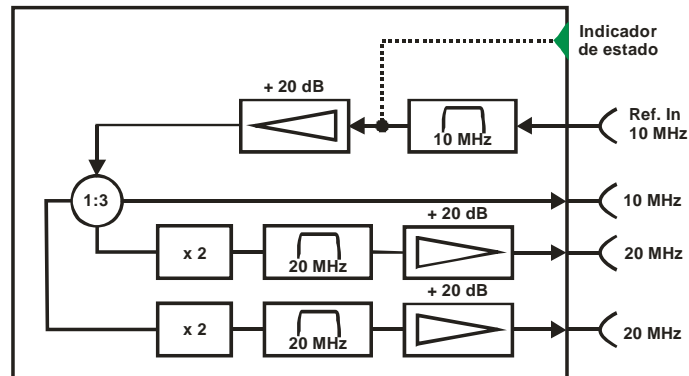


Figura 81: Unidad de suministro de señales de radiofrecuencia RFD10.

6. Las unidades de batido

El OFC cuenta con dos unidades de batido para metrología de frecuencias: una unidad de batido en aire (BDU-FS, del inglés *Beat Detection Unit Free-Space*) y una unidad de batido todo en fibra (BDU-OF, del inglés *Beat Detection Unit Optical-Fiber*). En ambos casos, la señal eléctrica resultante es introducida a un módulo electrónico de amplificación modelo BFD100 fabricado por Menlo Systems.

6.1. La unidad de detección de batido en aire BDU-FS

Todos los elementos que componen la unidad BDU-FS están representados en la Figura 82. Por una de las entradas de la unidad se introduce el OFC, seleccionando su potencia mediante combinación de una lámina retardadora de media onda (HWP_1) y un primer cubo polarizador (PBS_1). El láser bajo test es introducido por la segunda entrada y reconducido mediante un espejo (M_1) y una segunda lámina retardadora de media onda (HWP_2) hacia el cubo polarizador PBS_1 . A la salida del cubo PBS_1 la radiación del OFC y del láser desconocido se encuentran combinadas en el mismo camino óptico, presentando polarizaciones ortogonales.

Una tercera lámina retardadora de media onda (HWP_3), en combinación con un segundo cubo polarizador (PBS_2), proyecta las dos polarizaciones ortogonales de los dos haces, maximizando el batido entre ambas radiaciones. Para evitar saturar el detector, se introduce la red de difracción G y se utiliza una abertura pequeña en el detector, haciendo la función de monocromador. El espejo M_2 permite redirigir la radiación al detector, pudiendo utilizar lentes adicionales (L) para mejorar el enfoque sobre el mismo.

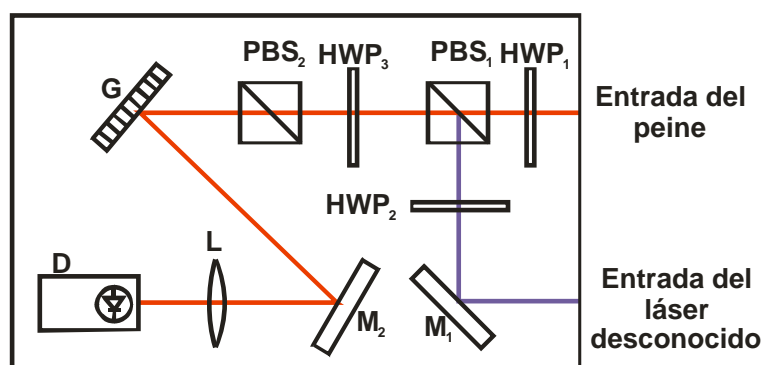


Figura 82: Esquema de la unidad de batido en aire BDU-FS.

La señal obtenida en el detector contiene información del batido del láser bajo test con todos los dientes del peine, dentro de la zona espectral seleccionada por la red de difracción G. A fin de clarificar las diferentes frecuencias involucradas en la medida, en la Figura 83 se presenta un ejemplo experimental de señal de batido observada en un ESA. La señal comprende dos batidos muy intensos a 100 MHz y 200 MHz, correspondientes a los batidos entre modos del peine. Entre estos dos picos, se observan dos batidos menos intensos, a 30 MHz y 70 MHz respectivamente del primer batido máximo. El primero de éstos es la medida deseada, es decir, el batido del láser bajo test con el modo N del peine (f_{beat}), mientras que el segundo resulta del batido del láser con el modo de índice $(N + 1)$ del peine.

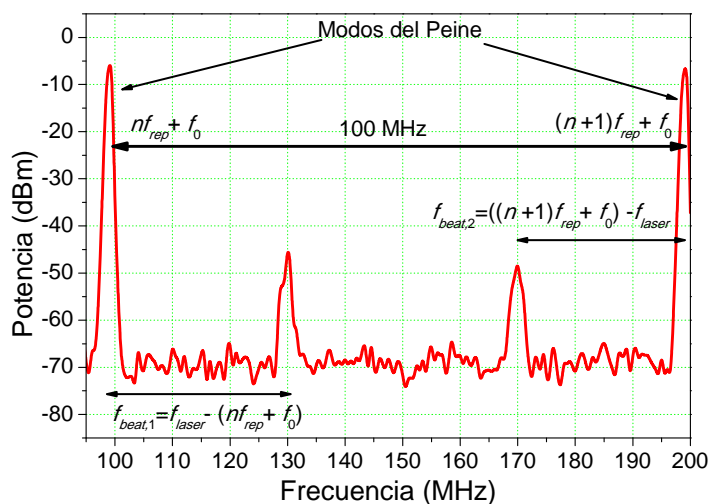


Figura 83: Señal de batido detectada en un ESA procedente de la unidad de batido en aire BDU-FS.

6.2. La unidad de detección de batido todo en fibra BDU-OF

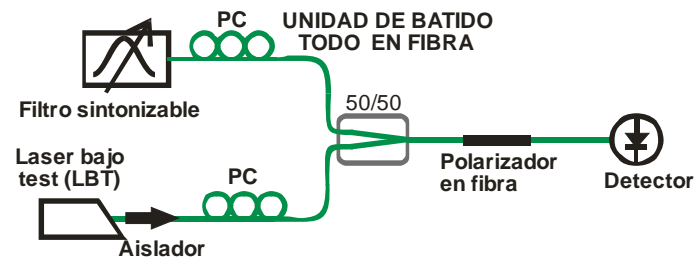


Figura 84: Diseño de la unidad de batido todo en fibra.

La unidad BDU-OF, representada en la Figura 84, realiza el batido entre un laser bajo test con salida en fibra y el puerto *MRO Rejection Port* del OFC. En este caso, la función de la red de difracción de la BDU-FS es realizada por un filtro sintonizable en fibra seleccionando el rango espectral deseado del OFC. Resulta conveniente utilizar filtros suficientemente estrechos para evitar que el peine sature el detector. Las láminas cuarto de onda y media onda se sustituyen por dos PC en fibra, y el cubo PBS₂ por un acoplador 50/50 en fibra. Una de las salidas del acoplador se filtra en un polarizador en fibra y se detecta mediante un detector rápido PIN con un ancho de banda de 200 MHz (FPD510 de Menlo Systems). La segunda salida del acoplador puede conectarse a un OSA con fines de monitorización.

6.3. La unidad electrónica de amplificación BFD100

Independientemente de la unidad de batido utilizada, la señal procedente del fotodetector se amplifica en la unidad electrónica de amplificación BFD100 (Figura 85). Este módulo es equivalente al módulo OFD100, utilizado para amplificar la señal procedente del interferómetro f-2f, con la diferencia de que su filtro pasa-banda está centrado en 30 MHz. El ancho de banda del mismo se mantiene en 10 MHz.

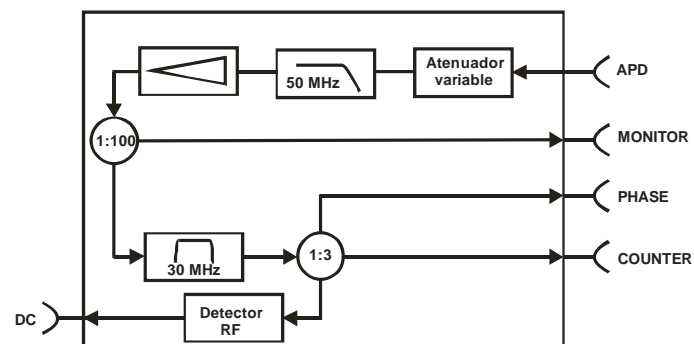


Figura 85: Unidad electrónica de amplificación BFD100.

Referencias

A

[Abraham'93] D. Abraham, R. Nagar, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, "Transient dynamics in a self-starting passively mode-locked fiber-based soliton laser", *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2857 (1993).

[Adler'04] F. Adler, K. Moutzouris, A. Leitenstorfer, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Grosche, F. Tauser, "Phase-locked two-branch erbium-doped fiber laser system for long-term precision measurements of optical frequencies", *Opt. Expr.* **12**, 5872 (2004).

[Agrawal'07] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics (3rd Edition)", Academic Press (2007).

[Agrawal'08] G. P. Agrawal, "Applications of nonlinear fiber optics", Academic Press (2008).

[Allan'66] D. W. Allan, "The Statistics of Atomic Frequency Standards," *Proc. IEEE*, **54**(2), 221 (1966).

[Asaki'93] M. T. Asaki, Chung-Po Huang, D. Garvey, J. Zhou, H. C. Kapteyn, M. M Murnane, "Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **18**, 977 (1993).

[Atkins'86] C. G. Atkins, D. Cotter, D.W. Smith, R. Wyatt, "Application of brillouin amplification in coherent optical-transmission", *Electron. Lett.* **22**, 556 (1986).

[Åström'95] K. Åström, T. Hägglund, "PID controllers: Theory, design and tuning", The Instrumentation, Systems and Automation Society (ISA). (1995).

[Åström'08] K. J. Åström, R. M. Murray, "Feedback Systems: An Introduction for Scientists and Engineers", Princeton University Press (2008).

B

[Baklanov'77] Y. V. Baklanov, V. P. Chebotayev, "Narrow resonances of two-photon absorption of super-narrow pulses in a gas", *Appl. Phys. A* **12**, 97 (1977).

[Balling'05] P. Balling, M. Fischer, P. Kubina, R. Holzwarth, "Absolute frequency measurement of wavelength standard at 1542nm: acetylene stabilized DFB laser", *Opt. Express* **13**, 9196 (2005).

[Bao'02] Y. Bao, D. Daugherty, K. Hsu, T. Q. Y. Li, C. M. Miller, J. W. Miller, "Calibrated swept-wavelength laser and interrogator system for testing wavelength-division multiplexing system", U.S. patent 6,449,047 (10 September 2002).

- [Barger'73] R. L. Barger, J. L. Hall, "Wavelength of the 3.39 - μm laser - saturated absorption line of methane", *Appl. Phys. Lett.* **22**, 196 (1973).
- [Bartels'03] A. Bartels, S. A. Diddams, T. M. Ramond, L. Hollberg, "Mode-locked laser pulse trains with subfemtosecond timing jitter synchronized to an optical reference oscillator", *Opt. Lett.* **28**, 663 (2003).
- [Beauvoir'00] B. de Beauvoir, C. Schwob, O. Acef, L. Jozefowski, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, A. Clairon, F. Biraben, "Metrology of the hydrogen and deuterium atoms: Determination of the Rydberg constant and Lamb shifts", *Euro. Phys. J. D* **12**, 61 (2000).
- [Bellini'00] M. Bellini, T. W. Hänsch, "Phase-locked white-light continuum pulses: toward a universal optical frequency-comb synthesizer", *Opt. Lett.* **25**, 1049 (2000).
- [Benedick'10] A. J. Benedick, G. Chang, J. R. Birge, L. Chen, A. G. Glenday, C. Li, D. F. Phillips, A. Szentgyorgyi, S. Korzennik, G. Furesz, R. L. Walsworth, F. X. Kärtner, "Visible wavelength astro-comb", *Opt. Express* **18**, 19175 (2010).
- [Bernhardt'10] B. Bernhardt, A. Ozawa, P. Jacquet, M. Jacquay, Y. Kobayashi, T. Udem, R. Holzwarth, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, N. Picque, "Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy", *Nat. Photonics* **4**, 55 (2010).
- [Beson'99] R. J. Besson, M. Mourey, S. Galliou, F. Marionnet, F. Gonzalez, P. Guillemot, R. Tjoelker, W. Diener, A. Kirk, "10 MHz hyperstable quartz oscillators performances", In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, 326 (1999).
- [Bhatia'97] V. Bhatia, D. K. Campbell, T. D. D'Alberto, G. A. Ten Eyck, D. Sherr, K. A. Murphy, R. O. Claus, "Standard optical fiber long period gratings with reduced temperature sensitivity for strain and refractive index sensing", *Procc. Conf. Opt. Fiber Communication*, 346 (1997).
- [Biesheuvel'16] J. Biesheuvel, J. Ph. Karr, L. Hilico, K. S. E. Eikema, W. Ubachs, J. C. J. Koelemeij, "Probing QED and fundamental constants through laser spectroscopy of vibrational transitions in HD^+ ", *N. Comms.* **7**, 10385 (2016).
- [Birch'93] K. P. Birch, M. J. Downs, "An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air", *Metrologia* **30**, 155 (1993).
- [Birks'00] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. Russell, "Supercontinuum generation in tapered fibers", *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
- [Boyd'08] R. W. Boyd "Nonlinear Optics (3rd Edition)", Academic Press (2008).
- [Brabec'00] Th. Brabec, F. Krausz, "Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics", *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).

Referencias

[Brumer'86] P. Brumer, M. Shapiro, "Control of unimolecular reactions using coherent light", *Chem. Phys. Lett.* **126**, 541 (1986).

[Buchmann'98] S. Buchmann, J. P. Turneaure, J. A. Lippa, M. Dong, K. M. Cumbermack, S. Wang, "A superconducting microwave oscillator clock for use on the space station", *Proceedings of the 52th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, Pasadena (USA)*, 534 (1998).

[Buckland'96] E. L. Buckland, R. W. Boyd, "Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers", *Opt. Lett.* **21**, 1117 (1996).

[Buckland'97] E. L. Buckland, R. W. Boyd, "Measurement of the frequency response of the electrostrictive nonlinearity in optical fibers", *Opt. Lett.* **22**, 676 (1997).

[Buckley'05] J. R. Buckley, F. W. Wise, F. O. Ilday, T. Sosnowski, "Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10 nJ", *Opt. Lett.* **30**, 1888 (2005).

[Byer'77] R. L. Byer, J. Paul, M. D. Duncan, "A wavelength meter", en *Laser Spectroscopy III: Proceedings of the Third International Conference, Wyoming (USA)*, Springer, 414 (1977).

C

[Cai'95] B. Cai, D. Wake, A. J. Seeds, "Microwave frequency synthesis using injection locked laser comb line selection", en *Digest IEEE LEOS Summer Topical Meeting RF Optoelectronics, Keystone (USA)*, 13 (1995).

[Carrasco-Sanz'07] A. Carrasco-Sanz, "Generación de Frecuencias de Referencia para la Calibración de Sistemas WDM en Comunicaciones Ópticas", PhD Thesis. Universidad de Granada (2007).

[Carr'02] J. J. Carr, "Practical Radio Frequency Test and Measurement: A Technician's Handbook", Newnes (2002).

[Chestnut'05] D. A. Chestnut, J. R. Taylor, "Wavelength-versatile subpicosecond pulsed lasers using Raman gain in figure-of-eight fiber geometries", *Opt. Lett.* **30**, 2982 (2005).

[Chien'52] K. L. Chien, J. A. Hrones, J. B. Reswick, "On the automatic control of generalised passive systems", *Trans. ASME*, **74**, 175 (1952).

[CIPM'03] CIPM-MRA "Mutual recognition of national measurement standards and of calibration and measurement certificates issued by national metrology institutes", BIPM (1999, Revisión Octubre 2003).

[CMCs] <http://kcdb.bipm.org/appendixC/default.asp>.

- [Coddington'08] I. Coddington, W. C. Swann, N. R. Newbury, "Coherent multiheterodyne spectroscopy using stabilized optical frequency combs", *Phys. Rev. Lett.* **100**, 013902 (2008).
- [Cohen'53] G. H. Cohen, G. A. Coon, "Theoretical considerations of retarded control", *Trans. ASME* **75**, 827 (1953).
- [Cordiale'00] P. Cordiale, G. Galzerano, H. Schnatz, "International comparisons of two iodine stabilized frequency doubled Nd:YAG lasers at 532 nm", *Metrologia* **37**, 177 (2000).
- [Cossel'10] K. C. Cossel, F. Adler, K. A. Bertness, M. J. Thorpe, J. Feng, M. W. Raynor, J. Ye, "Analysis of trace impurities in semiconductor gas via cavity-enhanced direct frequency comb spectroscopy", *Appl. Phys. B* **100**, 917 (2010).
- [Cundiff'01] S. T. Cundiff, J. Ye, J. L. Hall, "Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers", *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 3749 (2001).
- [Cundiff'02] S. T. Cundiff, "Phase stabilization of ultrashort optical pulses", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, R43 (2002).
- [Cundiff'03] S. T. Cundiff, J. Ye, "Colloquium: Femtosecond optical frequency combs", *Rev. Mod. Phys.* **75**, 325 (2003).
- [Curley'93] P. F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Winter, A. J. Schmidt, "Operation of a femtosecond Ti:sapphire solitary laser in the vicinity of zero group-delay dispersion", *Opt. Lett.* **18**, 54 (1993).

D

- [DeCusatis'06] C. M. DeCusatis, C. J. S. DeCusatis, "Fiber Optic Essentials", Academic Press (2006).
- [Demtröder'10] W. Demtröder, "Atoms, Molecules and Photons", Springer (2010).
- [Demtröder'15a] W. Demtröder, "Laser Spectroscopy, Volume 1", Springer (2015).
- [Demtröder'15b] W. Demtröder, "Laser Spectroscopy, Volume 2", Springer (2015).
- [Derikson'98] D. Derikson, "Fiber Optic Test and Measurement", Prentice Hall PTR (1998).
- [Diddams'00] S. A. Diddams, D. J. Jones, Jun Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, "Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).

Referencias

- [Diddams'01] S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist, E. A. Curtis, R. E. Drullinger, L. Hollberg, W. M. Itano, W. D. Lee, C. W. Oates, K. R. Vogel, D. J. Wineland, "An Optical Clock Based on a Single Trapped $^{199}\text{Hg}^+$ Ion", *Science* **293**, 825 (2001).
- [Diddams'02] S. A. Diddams, L. Hollberg, L. S. Ma, L. Robertsson, "Femtosecond-laser-based optical clockwork with instability $\leq 6.3 \times 10^{-16}$ in 1 s", *Opt. Lett.* **27**, 58 (2002).
- [Diddams'04] S. A. Diddams, J. C. Bergquist, S. R. Jefferts, C. W. Oates, "Standards of Time and Frequency at the Outset of the 21st Century", *Science* **306**, 1318 (2004).
- [Diddams'07] S. Diddams, L. Hollberg, V. Mbele, "Molecular fingerprinting with spectrally-resolved modes of a femtosecond laser frequency comb", *Nature* **445**, 627 (2007).
- [Di Sante'15] R. Di Sante, "Fibre Optic Sensors for Structural Health Monitoring of Aircraft Composite Structures: Recent Advances and Applications", *Sensors (Basel)* **15**, 18666 (2015).
- [Dong'17] L. Dong, B. Samson, "Fiber Lasers: Basics, Technology, and Applications", CRC Press (2017).
- [Drake'06] G. W. F. Drake, "Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics", Springer (2006).
- [Drever'83] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
- [Durfee'97] C. G. Durfee, A. R. Rundquist, S. Backus, C. Herne, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, "Phase Matching of High-Order Harmonics in Hollow Waveguides", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2187 (1999).
- [Dyer'05] S. D. Dyer, P. A. Williams, R. J. Espejo, J. D. Kofler, S. M. Etzel, "Fundamental limits in fiber Bragg grating peak wavelength measurements", *Proceedings of SPIE in 17th International Conference on Optical Fibre Sensors* **5855**, 88 (2005).

E

- [Eckstein'78] J. N. Eckstein, A. I. Feguson, T. W. Hänsch, "High-resolution two-photon spectroscopy with picosecond light pulses", *Phys. Rev. Lett.* **40**, 847 (1978).
- [Edlén'53] B. Edlen, "Dispersion of standard air", *J. Opt. Soc. Am.* **43**, 339 (1953).
- [Edlén'66] B. Edlen, "The Refractive Index of Air", *Metrologia* **2**, 71 (1961).
- [Edwards'04] C. S. Edwards, H. S. Margolis, G. P. Barwood, S. N. Lea, P. Gill, G. Huang, W. R. C. Rowley, "Absolute frequency measurement of a 1.5- μm acetylene

standard by use of a combined frequency chain and femtosecond comb”, *Opt. Lett.* **29**, 566 (2004).

[Edwards’05] C.S. Edwards, H. S. Margolis, G. P. Barwood, S. N. Lea, P. Gill, W. R. C. Rowley, “High-accuracy frequency atlas of $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ in the 1.5 μm region” *Appl. Phys. B* **80**, 977 (2005).

[Eriksson’07] L. Eriksson, T. Oksanen, “PID Controller Tuning for Integrating Processes: Analysis and New Design Approach”, *Proc. Fourth International Symposium on Mechatronics and its Applications (ISMA07)*, Sharjah (UAE), 6 (2007).

[Essen’55] L. Essen, J. V. L. Parry, “An atomic standard of frequency and time interval: a caesium resonator”, *Nature* **176**, 280 (1955).

[Evenson’73] K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Petersen, B. L. Danielson, G. W. Day, “Accurate frequencies of molecular transitions used in laser stabilization: the 3.39- μm transition in CH_4 and the 9.33- and 10.18- μm transitions in CO_2 ”, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 192 (1973).

F

[Fendel’07] P. Fendel, S. D. Bergeson, Th. Udem, T. W. Hänsch, “Two-photon frequency comb spectroscopy of the 6S–8S transition in cesium”, *Opt. Lett.* **32**, 701 (2007).

[Ferguson’78] A. I. Ferguson, J. N. Eckstein, T. W. Hänsch, “A subpicosecond dye laser directly pumped by a mode-locked argon laser”, *J. Appl. Phys.* **49**, 5389 (1978).

[Ferriera’96] L. A. Ferriera, A. B. Ribeiro, J. L. Santos, F. Farchi, “Simultaneous measurement of displacement and temperature using a low finesse cavity and a fiber Bragg grating”, *IEEE Photon. Tech. Letters* **8**, 1519 (1996).

[Fischer’81] A. Fischer, H. Kullmer, W. Demtröder “Computer-controlled Fabry–Perot-wavemeter”, *Opt. Commun.* **39**, 277 (1981).

[Foot’05] C. J. Foot, “Atomic Physics”, en *Oxford Master Series in Physics*, Oxford University Press (2005).

[Foreman’03] S. M. Foreman, D. J. Jones, J. Ye, “Flexible and rapidly configurable femtosecond pulse generation in the mid-IR”, *Opt. Lett.* **28**, 370 (2003).

[Fork’84] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, “Negative dispersion using pairs of prisms”, *Opt. Lett.* **9**, 150 (1984).

[Fortier’04] T. M. Fortier, P. A. Roos, D. J. Jones, S. T. Cundiff, R. D. R. Bhat, J. E. Sipe, “Carrier-Envelope Phase-Controlled Quantum Interference of Injected Photocurrents in Semiconductors”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 147403 (2004).

Referencias

[Fukushima'03] S. Fukushima, C. F. C. Silva, Y. Muramoto, A. J. Seeds, "Optoelectronic millimeter-wave synthesis using an optical frequency comb generator, optically injection locked lasers, and a unitraveling-carrier photodiode", *J. Lightwave Technol.* **21**, 2043 (2003).

G

[Gardner'05] F. M. Gardner, "Phaselock Techniques (3rd Edition)", John Wiley & Sons (2005).

[Gerginov'05] V. Gerginov, C. E. Tanner, S. A. Diddams, A. Bartels, L. Hollberg, "High resolution spectroscopy with a femtosecond laser frequency comb", *Opt. Lett.* **30**, 1734 (2005).

[Gilbert'01a] S. L. Gilbert, W. C. Swann, "Acetylene $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ Absorption Reference for 1510 nm to 1540 nm Wavelength Calibration—SRM 2517a", NIST Special Publication 260-133 (2001).

[Gilbert'01b] S. L. Gilbert, W. C. Swann, T. Dennis, "Wavelength standards for optical communications", *Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurement, and Applications Proc. SPIE* **4269**, 184 (2001).

[Gilbert'02] S. L. Gilbert, W. C. Swann, "Carbon Monoxide Absorption References for 1560 nm to 1630 nm Wavelength Calibration — SRM 2514 ($^{12}\text{C}^{16}\text{O}$) and SRM 2515 ($^{13}\text{C}^{16}\text{O}$)", NIST Special Publication 260-146 (2002).

[Gohle'05] Ch. Gohle, Th. Udem, J. Rauschenberger, R. Holzwarth, M. Herrmann, H. A. Schussler, F. Krausz, T. W. Hänsch, "A frequency comb in the extreme ultraviolet", *Nature* **436**, 234 (2005).

[Gorodetsky'99] M. L. Gorodetsky, V. S. Ilchenko, "Optical microsphere resonators: optimal coupling to high-Q whispering-gallery modes", *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 147 (1999).

H

[Haché'97] A. Haché, Y. Kostoulas, R. Atanasov, J. L. P. Hughes, J. E. Sipe, H. M. van Driel, "Observation of Coherently Controlled Photocurrent in Unbiased, Bulk GaAs", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 306 (1997).

[Hall'76] J. L. Hall, S. A. Lee, "Interferometric real time display of CW dye laser wavelength with subDoppler accuracy", *Appl. Phys. Lett.* **29**, 367 (1976).

[Hall'06] J. L. Hall, "Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies", *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1279 (2006).

[Hanna'89] D. C. Hanna, A. Kazer, M. W. Phillips, D. P. Shepherd, P. J. Suni, ". Active mode-locking of an Yb:Er fibre laser", *Electron. Lett.* **25**, 95 (1989).

- [Hänsch'06] T. W. Hänsch, "Nobel Lecture: Passion for precision", *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1297 (2006).
- [Hänsch'13] T. W. Hänsch, N. Picqué, "Laser Spectroscopy and Frequency Combs", 21st International Conference on Laser Spectroscopy, *Journal of Physics: Conference Series* **467**, 012001 (2013).
- [Hargrove'64] L. E. Hargrove, R. L. Fork, M. A. Pollack, "Locking of He-Ne lasers modes induced by synchronous intracavity modulation", *App. Phys. Lett.* **5**, 4 (1964).
- [Hartnett'00] J. G. Hartnett, M. E. Tobar, "Frequency-temperature compensation techniques for high-Q microwave resonators", en *Frequency Measurement and Control Advanced Techniques and Future Trends, Topics in Applied Physics* **79**, 67 (2000).
- [Haynes'17] W. M. Haynes, "CRC Handbook of Chemistry and Physics", CRC Press (2017).
- [Hils'90] D. Hils, J. L. Hall, "Improved Kennedy-Thorndike experiment to test special relativity", *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1697 (1990).
- [HITRAM'12] L.S. Rothman et al, "The HITRAN2012 molecular spectroscopic database", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **130**, 4 (2013).
- [Holman'03] K. W. Holman, D. J. Jones, J. Ye, E. P. Ippen, "Orthogonal control of the frequency comb dynamics of a mode-locked laser diode", *Opt. Lett.* **28**, 2405 (2003).
- [Holman'04] K. W. Holman, D. J. Jones, D. D. Hudson, J. Ye, "Precise frequency transfer through a fiber network by use of 1.5- μ m mode-locked sources", *Opt. Lett.* **29**, 1554 (2004).
- [Huang'92] C.P. Huang, M. T. Asaki, S. Backus, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, H. Nathel, "17-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **17**, 1289 (1992).
- [Huber'98] A. Huber, Th. Udem, B. Gross, J. Reichert, M. Kourogi, K. Pachucki, M. Weitz, T. W. Hänsch, "Hydrogen-Deuterium 1S-2S Isotope Shift and the Structure of the Deuteron", *Phys. Rev. Lett.* **80**, 468 (1998).
- [Hui'09] R. Hui, M. O'Sullivan, "Fiber Optics Measurements Techniques", Elsevier Academic Press (2009).
- I**
- [Ippen'72a] E. P. Ippen, C. V. Shank, A. Dienes, "Passive mode locking of the cw dye laser", *Appl. Phys. Lett.* **21**, 348 (1972).
- [Ippen'72b] E. P. Ippen, R. H. Stolen, "Stimulated Brillouin-scattering in optical fibres", *App. Phys. Lett.* **21**, 539 (1972).

Referencias

J

[Jackson'99] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics (3rd Edition)", John Wiley & Sons (1999).

[Jason'02] R. J. Jones, J. Ye, "Femtosecond pulse amplification by coherent addition in a passive optical cavity" *Opt. Lett.* **27**, 1848 (2002).

[Johnson'10] T. A. Johnson, S. A. Diddams, "Mid-IR frequency comb upconversion spectroscopy", Conference on Lasers and Electro-Optics and Quantum Electronics and Laser Science Conference, OSA Technical Digest (CD), paper CPDB11 (2010).

[Jones'97] J. D. Jones, "Review of fiber sensor techniques for temperature strain discrimination," 12th annual conference in Optical Fiber Sensors, OSA Technical Digest Series **16**, paper OTuC1 (1997).

[Jones'00] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, S. T. Cundiff, "Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis", *Science* **288**, 635 (2000).

[Jones'02] D. J. Jones, E. O. Potma, J. X. Cheng, B. Burfeindt, Y. Pang, J. Ye, X. S. Xie, "Synchronization of two passively mode-locked, picosecond lasers within 20 fs for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy", *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 2843 (2002).

[Jones'03] D. J. Jones, K. W. Holman, M. Notcutt, J. Ye, J. Chandalia, L. A. Jiang, E. P. Ippen, H. Yokoyama, "Ultralow-jitter, 1550-nm mode-locked semiconductor laser synchronized to a visible optical frequency standard", *Opt. Lett.* **28**, 813 (2003).

[Jones'04] R. J. Jones, I. Thomann, J. Ye, "Precision stabilization of femtosecond lasers to high-finesse optical cavities" *Phys. Rev. A* **69**, 051803 (2004).

[Jones'05] R. J. Jones, K. D. Moll, M. J. Thorpe, J. Ye, "Phasecoherent frequency combs in the vacuum ultraviolet via high-harmonic generation inside a femtosecond enhancement cavity", *Phys. Rev. Lett.* **94**, 193201 (2005).

[Jost'02] J. D. Jost, J. L. Hall, J. Ye, "Continuously tunable, precise, single frequency optical signal generator", *Opt. Expr.* **10**, 515 (2002).

[Jung'97] I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, D. H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhan, U. Keller, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **22**, 1009 (1997).

K

[Kaendl'00] R. A. Kaendl, M. Wurm, K. Reimann, P. Hamm, A. M. Weiner, M. Woerner, "Generation, shaping, and characterization of intense femtosecond pulses tunable from 3 to 20 μm ", *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 2086 (2000).

- [Kammler'08] D. W. Kammler, "A first course in Fourier analysis", Cambridge University Press (2008).
- [Kandula'10] D. Z. Kandula, C. Gohle, T. J. Pinkert, W. Ubachs, K. S. E. Eikema, "Extreme ultraviolet frequency comb metrology", *Phys. Rev. Lett.* **105**, 063001 (2010).
- [Kärtner'97] F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, "Design and fabrication of double-chirped mirrors", *Opt. Lett.* **22**, 831 (1997).
- [Kashyap'09] R. Kashyap, "Fiber Bragg Gratings (2nd Edition)", Academic Press (2009).
- [Keilmann'04] F. Keilmann, C. Gohle, R. Holzwarth, "Time-domain mid-infrared frequency-comb spectrometer", *Opt. Lett.* **29**, 1542 (2004).
- [Kersey'92a] A. D. Kersey, "Multiplexed fiber optic sensors", *Proc. SPIE* **1797**, 161 (1992).
- [Kersey'92b] A. D. Kersey, T. A. Benkoff, W. W. Morey, "High resolutions fiber Bragg grating based strain sensor with interferometric wavelength shift detection", *Electron. Lett.* **28**, 236 (1992).
- [Kersey'97] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. LeBlanc, K. P. Koo, C. G. Atkins, M. A. Putnam, E. S. Friebach, "Fiber grating sensors", *J. Lightwave Technol.* **15**, 1442 (1997).
- [Kinet'14] D. Kinet, P. Mégret, K. W. Goossen, L. Qiu, D. Heider, Ch. Caucheteur, "Fiber Bragg Grating Sensors toward Structural Health Monitoring in Composite Materials: Challenges and Solutions", *Sensors (Basel)* **14**, 07394 (2014).
- [Knight'96] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
- [Kobyakov'10] A. Kobyakov, M. Sauer, D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Adv. Opt. Photonics* **2**, 1 (2010).
- [Konishi'81] N. Konishi, T. Suzuki, Y. Taira, H. Kato, T. Kasuya, "High precision wavelength meter with Fabry–Perot optics", *Appl. Phys.* **25**, 311 (1981).
- [Kourogi'93] M. Kourogi, K. Nakagawa, M. Ohtsu, "Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement", *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 2693 (1993).
- [Kowalski'78] F. Kowalski, R. E. Teets, W. Demtröder, A. L. Schawlow, "An improved wavemeter for cw lasers", *J. Opt. Sci. Am.* **68**, 1611 (1978).
- [Kramer'99] G. Kramer, B. Lipphardt, U. Hübner, "Phase Coherence In Optical Frequency Measurement and Synthesis", *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the*

Referencias

EFTF and the IEEE International Frequency Control Symposium, Besançon (France) **2**, 651 (1999).

[Krohn'14] D. A. Krohn, "Fiber optic sensors: fundamentals and applications (4th ed)", Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (2014).

L

[Leitenstorfer'95] A. Leitenstorfer, C. Furst, A. Laubereau, "Widely tunable two-color mode-locked Ti:sapphire laser with pulse jitter of less than 2 fs", *Opt. Lett.* **20**, 916 (1995).

[Lemoff'92] B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, "Generation of high-peak-power 20-fs pulses from a regeneratively initiated, self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **17**, 1367 (1992).

[Loh'93] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, A. Rivers, A. J. Seeds, D. N. Payne, "All-solid-state subpicosecond passively mode locked erbium-doped fiber laser" *Appl. Phys. Lett.* **63**, 4 (1993).

[Lopez-Higuera'02] J. M. Lopez-Higuera, "Handbook of optical fibre sensing technology", John Wiley & Sons (2002).

M

[Ma'01] L. S. Ma, R. K. Shelton, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. Ye, "Sub-10-femtosecond active synchronization of two passively mode-locked Ti:sapphire oscillators", *Phys. Rev. A* **64**, 021802 (2001).

[Ma'03] L. S. Ma, M. Zucco, S. Picard, L. Robertsson, R. S. Windeler, "A New Method to Determine the Absolute Mode Number of a Mode-Locked Femtosecond-Laser Comb Used for Absolute Optical Frequency Measurements", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9**, 1066 (2003).

[Madej'04] A. A. Madej, J. E. Bernard, L. Robertsson, L.-S. Ma, M. Zucco, R. S. Windeler, "Long-term absolute frequency measurements of 633 nm iodine-stabilized laser standards at NRC and demonstration of high reproducibility of such devices in international frequency measurements", *Metrologia* **41**, 152 (2004).

[Maddaloni'09] P. Maddaloni, P. Cancio, P. De Natale, "Optical comb generators for laser frequency measurement", *Meas. Sci. Technol.* **20**, 1 (2009).

[Mainman'60] T. H. Mainman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature* **187**, 493 (1960).

[Margolis'03] H. S. Margolis, G. Huang, G. P. Barwood, S. N. Lea, H. A. Klein, W. R. C. Rowley, P. Gill, R. S. Windeler, "Absolute frequency measurement of the 674-nm

$^{88}\text{Sr}^+$ clock transition using a femtosecond optical frequency comb”, *Phys. Rev. A* **67**, 032501 (2003).

[Marian’04] A. Marian, M. C. Stowe, J. R. Lawall, D. Felinto, J. Ye, “United time-frequency spectroscopy for dynamics and global structure”, *Science* **306**, 2063 (2004).

[Marpaung’15] D. Marpaung, B. Morrison, M. Pagani, R. Pant, Duk-Yong Choi, B. Luther-Davies, S.J. Madden, B.J. Eggleton, “Low-power, chip-based stimulated Brillouin scattering microwave photonic filter with ultrahigh selectivity”, *Optica* **2**, 76 (2015).

[McCarthy’09] D. D. McCarthy, P. K. Seidelmann, “TIME – From Earth Rotation to Atomic Physics”, WILEY-VCH Verlag (2009).

[Micalizio’12] S. Micalizio, C. E. Calosso, A. Godone, F. Levi, “Metrological characterization of the pulsed Rb clock with optical detection”, *Metrologia* **49**, 425 (2012).

[Morgner’99] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschundi, “Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser”, *Opt. Lett.* **24**, 411 (1999).

[Murayama’13] H. Murayama, D. Wada, H. Igawa, “Structural Health Monitoring by Using Fiber-Optic Distributed Strain Sensors With High Spatial Resolution”, *Photonics Sensors* **3**, 355 (2013).

[Murphy’07] M. T. Murphy, Th. Udem, R. Holzwarth, A. Sizmann, L. Pasquini, C. Araujo-Hauck, H. Dekker, S. D’Odorico, M. Fischer, T. W. Hansch, A. Manescau, “High-precision wavelength calibration of astronomical spectrographs with laser frequency combs”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **380**, 839 (2007).

N

[Niering’00] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, T. Udem, M. Weitz, T. W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, A. Clairon, “Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).

[Nikles’97] M. Nikles, L. Thevenaz, P.A. Robert, “Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers”, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1842 (1997).

[Nakagawa’96] N. Nakagawa, M. de Labachellerie, Y. Awaji, M. Kourogi, “Accurate optical frequency atlas of the 1.5- μm bands of acetylene”, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2708 (1996).

O

[O’Dwyer’09] A. O’Dwyer, “Handbook of PI and PID controller tuning rules”, Imperial College Press (2009).

Referencias

[Okuno'99] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, M. Nishimura, "Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5**, 1385 (1999).

[Ovchinnikov'11] Y. Ovchinnikov, G. Marra, "Accurate rubidium atomic fountain frequency standard", *Metrologia* **48**, 87 (2011).

[Owens'67] J. C. Owens, "Optical refractive index of air: Dependence on pressure, temperature and composition", *Appl. Opt.* **6**, 51 (1967).

P

[Paschotta'08] R. Paschotta, "Field Guide to Laser Pulse Generation", SPIE Press (2008).

[Patrick'96] H. J. Patrick, G. M. Williams, A. D. Kersey, J. R. Pedrazzani, A.M. Vengsarkor, "Hybrid fiber grating/long period grating sensors", *IEEE Photon. Technol. Letters* **8**, 1223 (1996).

[Paulus'01] G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villorresi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori, S. De Silvestri, "Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses", *Nature* **414**, 182 (2001).

[Pinet'08] E. Pinet, "Saving lives", *Nature Phot.* **2**, 150 (2008).

[Poeggel'15] S. Poeggel, D. Tosi, D. Duraibabu, G. Leen, D. McGrath, E. Lewis, "Optical Fibre Pressure Sensors in Medical Applications", *Sensors* **15**, 17115 (2015).

[Potma'02] E. O. Potma, D. J. Jones, J. X. Cheng, X. S. Xie, J. Ye, "High-sensitivity coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with two tightly synchronized picosecond lasers", *Opt. Lett.* **27**, 1168 (2002).

[Potma'03] E. O. Potma, C. Evans, X. S. Xie, R. J. Jones, J. Ye, "Picosecond-pulse amplification with an external passive optical cavity", *Opt. Lett.* **28**, 1835 (2003).

[Proctor'92] B. Proctor, F. Wise, "Quartz prism sequence for reduction of cubic phase in a mode-locked $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ laser", *Opt. Lett.* **17**, 1295 (1992).

Q

[Quinn'03] T. J. Quinn, "Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2001)", *Metrologia* **40**, 103 (2003).

R

[Rabitz'00] H. Rabitz, R. de Vivie-Riedle, M. Motzkus, K. Kompa, "Whither the Future of Controlling Quantum Phenomena?", *Science* **288**, 824 (2000).

- [Ranka'00] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
- [Rauschenberger'02] J. Rauschenberger, T. M. Fortier, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, "Control of the frequency comb from a modelocked Erbium-doped fiber laser", *Opt. Expr.* **10**, 1404 (2002).
- [Reichert'99] J. Reichert, R. Holtzwarth, Th Udem, T.W. Hänsch, "Measuring the frequency of light with mode-locked lasers", *Opt. Commun.* **172**, 59 (1999).
- [Richardson'91] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, V. J. Matsas, M. W. Phillips, "Selfstarting, passively modelocked erbium fibre ring laser based on the amplifying Sagnac switch", *Electron. Lett.* **27**, 542 (1991).
- [Riehle'98] F. Riehle, "Use of optical frequency standards for measurements of dimensional stability", *Meas. Sci. Technol.* **9**, 1042 (1998).
- [Riehle'04] F. Riehle, "Frequency Standards: Basics and Applications", WILEY-VCH Verlag (2004).
- [Riley'08] W. J. Riley, "Handbook of Frequency Stability Analysis", NIST Special Publication 1065 (2008).
- [Rosenband'08] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, J. C. Bergquist, "Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks: metrology at the 17th decimal place", *Science* **28**, 1808 (2008).
- [Russell'03] P. St. J. Russell, "Photonic crystal fibers", *Science* **299**, 358 (2003).

S

- [Salgado'12] P. Salgado, S. M. López, A. Carrasco - Sanz, P. Corredera, "Método de calibración para interrogadores de redes de Bragg en fibra óptica", *Opt. Pura Apl.* **45**, 361 (2012).
- [Sancho'12] J. Sancho, N. Primerov, S. Chin, Y. Antman, A. Zadok, S. Sales, L. Thèvenaz, "Tunable and reconfigurable multi-tap microwave photonic filter based on dynamic Brillouin gratings in fibers", *Opt. Express* **20**, 6157 (2012).
- [Sasada'90] H. Sasada, K. Yamada, "Calibration lines of HCN in the 1.5 μm region", *Appl. Optics* **29**, 3535 (1990).
- [Schnatz'96] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner, "First phase-coherent frequency measurement of visible radiation", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18 (1996).

Referencias

- [Schibli'03] T. R. Schibli, J. Kim, O. Kuzucu, J. T. Gopinath, S. N. Tandon, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, F. X. Kaertner, "Attosecond active synchronization of passively mode-locked lasers by balanced cross correlation" *Opt. Lett.* **28**, 947 (2003).
- [Schibli'05] T. R. Schibli, K. Minoshima, F. L. Hong, H. Inaba, Y. Bitou, A. Onae, H. Matsumoto, "Phase-locked widely tunable optical single-frequency generator based on a femtosecond comb", *Opt. Lett.* **30**, 2323 (2005).
- [Schob'99] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, F. Biraben, O. Acef, A. Clairon, "Optical Frequency Measurement of the 2S-12D Transitions in Hydrogen and Deuterium: Rydberg Constant and Lamb Shift Determinations", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4960 (1999).
- [Shelton'01] R. K. Shelton, L. S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, J. Ye, "Phase-coherent optical pulse synthesis from separate femtosecond lasers", *Science* **293**, 1286 (2001).
- [Shelton'02a] R. K. Shelton, S. M. Foreman, L. S. Ma, J. L. Hall, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, M. Notcutt, J. Ye, "Subfemtosecond timing jitter between two independent, actively synchronized, mode-locked lasers", *Opt. Lett.* **27**, 312 (2002).
- [Shelton'02b] R. K. Shelton, L. S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, J. Ye, "Active synchronization and carrier phase locking of two separate mode-locked femtosecond lasers", *J. Mod. Opt.* **49**, 401 (2002).
- [Shiller'02] S. Schiller, "Spectrometry with frequency combs", *Opt. Lett.* **27**, 766 (2002).
- [Shirasaki'96] M. Shirasaki, "Large angular dispersion by a virtually imaged phased array and its application to a wavelength demultiplexer", *Opt. Lett.* **21**, 366 (1996).
- [Singh'96] H. Singh, J. Sirkis, "Simultaneous measurement of strain and temperature using optical fiber sensors: two novel approaches", *Proc. OFSII, Sapporo (Japan)*, Tu51 (1996).
- [Snadden'96] M. J. Snadden, A. S. Bell, E. Riis, A. I. Ferguson, "Two-photon spectroscopy of laser-cooled Rb using a mode-locked laser", *Opt. Commun.* **125**, 70 (1996).
- [Snyder'77] J. J. Snyder, "Fizeau wavelength meter" *Laser Spectroscopy III: Springer Series in Optical Sciences* **7**, 419 (1977).
- [Spence'91] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **16**, 42 (1991).
- [Stalnaker'07] J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, T. M. Fortier, K. Kim, L. Hollberg, J. C. Bergquist, W. M. Itano, M. J. Delany, L. Lorini, W. H. Oskay, T. P. Heavner, S. R. Jeff-

ferts, F. Levi, T. E. Parker, J. Shirley, “Optical-to-microwave frequency comparison with fractional uncertainty of 10^{-15} ”, *Appl. Phys. B* **89**, 167 (2007).

[Stalnaker’10] J. E. Stalnaker, V. Mbele, V. Gerginov, T. M. Fortier, S. A. Diddams, L. Hollberg, C. E. Tanner, “Femtosecond frequency comb measurement of absolute frequencies and hyperfine coupling constants in cesium vapor”, *Phys. Rev. A* **81**, 043840 (2010).

[Steck’13] D. A. Steck, “Rubidium 85 D Line Data”, available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.6, 20 September 2013) (2013).

[Steck’15] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data”, available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.5, 13 January 2015) (2015).

[Stenger’01] J. Stenger, C. Tamm, N. Haverkamp, S. Weyers, H. R. Telle, “Absolute frequency measurement of the 435.5-nm $^{171}\text{Yb}^+$ -clock transition with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser”, *Opt. Lett.* **26**, 1589 (2001).

[Stenger’02] J. Stenger, H. Schnatz, C. Tamm, H. R. Telle, “Ultraprecise Measurement of Optical Frequency Ratios”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 073601 (2002).

[Subías’09] J. Subías, C. Heras, J. Pelayo, F. Villuendas, “All in fibre optical frequency metrology by selective Brillouin amplification of single peak in an optical comb”, *Opt. Express* **17**, 6753 (2009).

[Sutherland’03] R. L. Sutherland, “Handbook of nonlinear optics (2nd Edition)”, Marcel Dekker (2003).

[Swann’02a] W. C. Swann, S. L. Gilbert, “Pressure-induced shift and broadening of 1560–1630-nm carbon monoxide wavelength-calibration lines”, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2461 (2002).

[Swan’02b] W. C. Swann, S. L. Gilbert, "Line centers, pressure shift, and pressure broadening of 1530-1560 nm hydrogen cyanide wavelength calibration lines", *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1749 (2002).

T

[Takada’90] A. Takada, H. Miyazawa, “30 GHz picosecond pulse generation from actively mode-locked erbium-doped fibre laser”, *Electron. Lett.* **26**, 216 (1990).

[Tamura’93] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, L. E. Nelson, “77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser”, *Opt. Lett.* **18**, 1080 (1993).

[Tanemura’02] T. Tanemura, Y. Takushima, K. Kikuchi, “Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fibre”, *Opt. Lett.* **27**, 1552 (2002).

Referencias

[Telle'99] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, U. Keller, "Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation", *Appl. Phys. B* **69**, 327 (1999).

[Teets'77] R. Teets, J. Eckstein, T. W. Hänsch, "Coherent two-photon excitation by multiple light pulses", *Phys. Rev. Lett.* **38**, 760 (1977).

[Thorpe'06] M. J. Thorpe, K. D. Moll, R. J. Jones, B. Safdi, J. Ye, "Broadband cavity ringdown spectroscopy for sensitive and rapid molecular detection", *Science* **311**, 1595 (2006).

[Thorpe'08] M. J. Thorpe, J. Ye, "Cavity-enhanced direct frequency comb spectroscopy", *Appl. Phys. B* **91**, 397 (2008).

[Träger'07] F. Träger, "Springer Handbook of Lasers and Optics", Springer (2007).

[Treacy'69] E. B. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings", *IEEE J. Quantum Electron.* **5**, 454 (1969).

U

[Udem'97] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T. W. Hänsch, "Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2646 (1997).

[Udem'99] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, "Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3568 (1999).

[Udem'01] T. Udem, S. A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, L. Hollberg, "Absolute Frequency Measurements of the Hg^+ and Ca Optical Clock Transitions with a Femtosecond Laser", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996 (2001).

[Udem'02] Th. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology", *Nature* **416**, 233 (2002).

V

[Vidne'03] Y. Vidne, M. Rosenbluh, T. W. Hänsch, "Pulse picking by phase-coherent additive pulse generation in an external cavity", *Opt. Lett.* **28**, 2396 (2003).

[Visioli'06] A. Visioli, "Practical PID Control", Springer (2006).

[Volkmer'01] A. Volkmer, J. X. Cheng, X. S. Xie, "Vibrational Imaging with High Sensitivity via Epidetected Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Microscopy", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 023901 (2001).

W

[Webster'14] J. G. Webster, H. Eren, "Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook: Electromagnetic, Optical, Radiation, Chemical, and Biomedical Measurement", CRC Press (2014).

[Wei'01] Z. Y. Wei, Y. Kobayashi, Z. G. Zhang, K. Torizuka, "Generation of two-color femtosecond pulses by self-synchronizing Ti:sapphire and Cr:forsterite lasers", *Opt. Lett.* **26**, 1806 (2001).

[Weiss'00] C. O. Weiss, G. Kramer, B. Lipphardt, H. Schnatz, "Optical Frequency Measurement by Conventional Frequency Multiplication", en *Frequency Measurement and Control Advanced Techniques and Future Trends (Springer Topics in Applied Physics)* **79**, 215 (2000).

[Wilken'10] T. Wilken, C. Lovis, A. Manescau, T. Steinmetz, L. Pasquini, G. Lo Curto, T. W. Hänsch, R. Holzwarth, Th. Udem, "High-precision calibration of spectrographs", *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405**, L16 (2010).

[Wynands'05] R. Wynands, S. Wyers, "Atomic fountain clocks", *Metrologia* **42**, S64 (2005).

X

[Xu'94] M. G. Xu, J. L. Archambault, L. Reekie, J. P. Dakin, "Discrimination between strain and temperature effects using dual wavelength fiber grating sensors", *Elect. Lett.* **30**, 1085 (1994).

Y

[Yamashita'05] S. Yamashita, Y. Inoue, K. Hsu, T. Kotake, H. Yaguchi, D. Tanaka, M. Jablonski, S. Y. Set, "5-GHz pulsed fiber Fabry-Pérot laser mode-locked using carbon nanotubes", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 750 (2005).

[Ye'00] J. Ye, J. L. Hall, S. A. Diddams, "Precision phase control of an ultrawide-bandwidth femtosecond laser: a network of ultrastable frequency marks across the visible spectrum", *Opt. Lett.* **25**, 1675 (2000).

[Ye'01] J. Ye, L. S. Ma, J. L. Hall, "Molecular Iodine clock", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 270801 (2001).

[Ye'05] J. Ye, S. T. Cundiff, "Femtosecond Optical Frequency Comb: Principles, Operation and Applications", Springer, (2005).

[Yin'92] Y. Y. Yin, C. Chen, D. S. Elliot, A. V. Smith, "Asymmetric Photoelectron Angular Distributions from Interfering Photoionization Processes", *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2353 (1992).

Referencias

[Yoshizawa'15] T. Yoshizawa, "Handbook of optical metrology: Principles and Applications (2nd Edition)", CRC Press (2015).

[Young'99] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, J. C. Bergquist, "Visible Lasers with Subhertz Linewidths", Phys. Rev. Lett. **82**, 3799 (1999).

Z

[Zhang'07] J. Zhang, Z. H. Lu, Y. H. Wang, T. Liu, A. Stejskal, Y. N. Zhao, R. Dumke, Q. H. Gong, L. J. Wang, "Exact frequency comb mode number determination in precision optical frequency measurements", Laser Physics **17**, 1025 (2007).

[Ziegler'42] J. G. Ziegler, N. B. Nichols, "Optimum settings for automatic controllers", Trans. ASME **64**, 759 (1942).

Acrónimos

ADC:	Analog-to-Digital Converter
AWG:	Array-Waveguide Gratings.
BDU-FS:	Beat Detection Unit Free-Space.
BDU-OF:	Beat Detection Unit Optical-Fiber.
BIPM:	Bureau International des Poids et Mesures.
BNC:	Bayonet Nut Coupling.
CARS:	Coherent Anti-Stokes Raman Scattering.
CIPM:	Comité International des Poids et Mesures.
CMC:	Calibration and Measurement Capabilities.
CSIC:	Consejo Superior de Investigaciones Científicas.
DAC:	Digital-to-Analog Converter.
DFB:	Distributed Fiber Bragg.
ECDL:	External Cavity Diode Laser.
EDFA:	Erbium-Doped Fiber Amplifier.
ESA:	Electrical Spectrum Analyzer.
FBG:	Fiber Bragg Grating.
FBGI:	Fiber Bragg Grating Interrogator.
FC/APC:	Ferrule Connector/Angled Physical Contact.
FOP:	Fiber Optic Polarizer.
FOTF:	Fiber Optic Tunable Filter.
FWHM:	Full Width at Half Maximum.
GPS:	Global Positioning System.
GVD:	Group Velocity Dispersion.

HARPS:	High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher.
HWP:	Half-Wave Plate.
IO-CSIC:	Instituto de Óptica –CSIC.
ITU:	International Telecommunication Union.
MRA:	Mutual Recognition Arrangement.
MZM:	Mach-Zehnder Modulator.
NBS:	National Bureau of Standards.
NIR:	Near-infrared.
NIST:	National Institute of Standards and Technology.
OFC:	Optical Frequency Comb.
OSA:	Optical Spectrum Analyzer.
PBS:	Polarizing Beam Splitter.
PC:	Polarization Control.
PCF:	Photonic Crystal Fiber.
PID:	Proportional-Integral-Derivative.
PIN:	P-type/Intrinsic/N-type.
PLL:	Phase-Lock Loop.
PM-HNDS:	Polarization Maintaining High Nonlinear Dispersion Shifted.
PPLN:	Periodically Poled Lithium Niobate.
PTB:	Physikalisch-Technische Bundesanstalt.
SBS:	Stimulated Brillouin Scattering.
SC/APC:	Subscriber Connector/ Angled Physical Contact.
SI:	Sistema Internacional.
SLED:	Superluminescent Light Emitting Diode.

Acrónimos

SMA:	SubMiniature version A.
SMB:	SubMiniature version B.
SPM:	Self-Phase Modulation.
TECL:	Tunable External Cavity Laser.
TRES:	Tillinghast Reflector Echelle Spectrograph.
USB:	Universal Serial Bus.
UV:	Ultra Violeta.
VIPA:	Virtually-Imaged Phase Array.
VOA:	Variable Optical Attenuator.
WDM:	Wavelength Division Multiplexer.
WM:	Wavelength Meter.
XPM:	Cross-Phase Modulation.

Publicaciones

Artículos en revistas internacionales

- (1) J. Galindo-Santos, A. V. Velasco, P. Corredera, “Fibre optics wavemeters calibration using a self-referenced optical frequency comb”, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 013104 (2015).
- (2) J. Galindo-Santos, A. V. Velasco, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, “Brillouin filtering of optical combs for narrow linewidth frequency synthesis”, *Opt. Commun.* **366**, 33 (2016).
- (3) J. L. de Miguel, J. Galindo-Santos, C. Pulido de Torres, P. Salgado, A. V. Velasco, P. Corredera, “Experimental demonstration of low-uncertainty calibration methods for Bragg grating interrogators”, *Rev. Sci. Instrum.* (en revisión).

Artículos en revistas nacionales

- (4) P. Corredera, J. Galindo-Santos, S. Martín-López, M. Alcón-Camas, A. Carrasco-Sanz, “Desarrollo de patrones de frecuencia ópticos para comunicaciones ópticas”, *e-medida* **2**, 61 (2012).
- (5) J. Galindo-Santos, M. Alcón-Camas, A. Carrasco-Sanz, S. Martín-López, P. Corredera, “Desarrollo de patrones de frecuencia en el IR basados en láseres de diodo”, *Óptica Pura y Aplicada* **45**, 221 (2012).

Presentaciones en congresos

Presentaciones orales:

- (6) J. Galindo-Santos^{*}, M. Alcon-Camas, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, “Application of Brillouin scattering to optical frequency combs”, *Photonics Europe. Bruselas (Bélgica)*, 2012.
PUBLICACIÓN: *Proc. of SPIE Vol.* **8434**, 843410-1.

-
- (7) J. Galindo-Santos^{*}, M. Alcon-Camas, A. Carrasco-Sanz, S. Martin-Lopez, P. Corredera, “Filtering of an Optical Frequency Comb with Stimulated Brillouin Scattering”, EOS Annual Meeting. Aberdeen, Scotland, (Gran Bretaña), 2012.
PUBLICACIÓN: ISBN 978-3-9815022-4-4.
- (8) J. Galindo-Santos, M. Alcon-Camas, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera^{*}, “Generación de frecuencias ópticas de referencia mediante peines de frecuencia filtrados por amplificación Brillouin en fibra óptica”, Simposio Metrología 2012. Querétaro (México).
PUBLICACIÓN: Memorias del Simposio Metrología 2012, 277 (2013).
- (9) J. Galindo-Santos, M. Alcon-Camas, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera^{*}, “Calibración de medidores de longitud de onda usando peines de frecuencias filtrados por amplificación Brillouin”, X Reunión Nacional de Óptica. Zaragoza (España).
PUBLICACIÓN: Libro de actas de la X Reunión Nacional de Óptica, 203 (2012).
- (10) P. Corredera^{*}, J. Galindo-Santos, F. D. Senent, F. Prieto, A. Carrasco-Sanz, S. Martín-López, “Applications of a femtocomb laser optically filtered by stimulated Brillouin scattering in an optical fiber”, Photonics North. Ottawa (Canada).
PUBLICACIÓN: Proc. of SPIE Vol. **8915**, 89151B-1 (2013).
- (11) J. Galindo-Santos, A. V. Velasco, P. Corredera^{*}, “Calibración de medidores de longitud de onda para telecomunicaciones usando un peine de frecuencias óptico autoreferenciado”, Simposio Metrología 2014. Querétaro (Mexico),
PUBLICACIÓN: Memorias del Simposio Metrología 2014, 539 (2014).
- (12) J. Galindo-Santos^{*}, A. V. Velasco, P. Corredera; “calibración de medidores de longitud de onda con un peine de frecuencias autoreferenciado”, 6º Congreso español de metrología. San Fernando de Cádiz (España).
PUBLICACIÓN: Libro de contribuciones a 6º Congreso español de metrología en formato digital (<http://www.congresodemetrologia.es/>), R100 (2017).

Posters:

- (13) J. Galindo-Santos^{*}, A. Carrasco-Sanz, S. Martin-López, P. Corredera, “Estabilización de un láser de diodo en absorciones saturadas de Rb como patrón de

Publicaciones

frecuencia”, VII Reunión Española de Optoelectrónica OPTOEL 2011. Santander, (España).

PUBLICACIÓN: Libro de comunicaciones de VII Reunión Española de Optoelectrónica, OPTOEL’11 en formato electrónico (ISBN: 978-84-86116-31-6), S1-7 (2011).

- (14) J. Galindo-Santos^{*}, F. D. Senent, F. Prieto, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, “Frecuencias de referencia ópticas generadas mediante filtrado de un peine de frecuencias por amplificación Brillouin”, VIII Reunión Española de Optoelectrónica, OPTOEL’13. Alcalá de Henares, Madrid, (España).

PUBLICACIÓN: Libro de comunicaciones de VIII Reunión Española de Optoelectrónica, OPTOEL’13 en formato electrónico (ISBN: 978-84-88754-21-9), PO-SI-23 (2013).

- (15) F. D. Senent, J. Galindo-Santos^{*}, A. V. Velasco, P. Corredera, “Fiber Optics Wavemeters Calibration using a Self-referenced Optical Frequency Comb”, ICO-23. Santiago de Compostela (España).

PUBLICACIÓN: Proc. of ICO-23 en formato electrónico (ISBN: 978-84-697-1027-2) (2014).

- (16) J. Galindo-Santos^{*}, A. V. Velasco, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, “Síntesis de referencias ópticas mediante filtrado Brillouin de un peine de frecuencias”, IX Reunión Española de Optoelectrónica, OPTOEL’15. Salamanca (España).

PUBLICACIÓN: Libro de abstracts de IX Reunión Española de Optoelectrónica, OPTOEL’15 en formato electrónico (ISBN: 978-84-606-9716-9) (2015).

- (17) J. Galindo-Santos^{*}, A. V. Velasco, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, “Síntesis de referencias ópticas mediante filtrado Brillouin de un peine de frecuencias”, Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 1ª Feria de Otoño, Universidad Carlos III de Madrid (campus de Leganés). Leganés (España).

PUBLICACIÓN: Libro de abstracts de Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 1ª Feria de Otoño en formato electrónico (<https://www.sinfoton-cm.es/difusión/eventos/>), 19 (2015).

- (18) H. Álvarez-Martínez^{*}, J. Galindo-Santos, A. V. Velasco, P. Corredera, “Calibración de células de absorción como referencias de longitud de onda”, Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 2ª Feria de Otoño, Museo Nacional de Ciencias Naturales (CSIC). Madrid (España).

PUBLICACIÓN: Libro de abstracts de Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 2ª Feria de Otoño en formato electrónico (<https://www.sinfoton-cm.es/difusión/eventos/>), 3 (2016).

- (19) J. L. de Miguel*, J. Galindo-Santos, C. Pulido de Torres, P. Salgado, P. Corredera, “Métodos de calibración de interrogadores de redes de Bragg en FO”, Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 2ª Feria de Otoño, Museo Nacional de Ciencias Naturales (CSIC). Madrid (España).

PUBLICACIÓN: Libro de abstracts de Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 2ª Feria de Otoño en formato electrónico (<https://www.sinfoton-cm.es/difusión/eventos/>), 46 (2016).

- (20) C. Vélez*, J. Galindo-Santos, A. V. Velasco, P. Corredera, “Implementación y caracterización de un oscilador óptico en rubidio atómico para metrología de frecuencias”, Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 2ª Feria de Otoño, Museo Nacional de Ciencias Naturales (CSIC). Madrid (España).

PUBLICACIÓN: Libro de abstracts de Reunión de jóvenes investigadores SINFOTON: 2ª Feria de Otoño en formato electrónico (<https://www.sinfoton-cm.es/difusión/eventos/>), 68 (2016).

- (21) J. L. de Miguel*, J. Galindo-Santos, C. Pulido de Torres, P. Salgado, P. Corredera, “Métodos de calibración de interrogadores de redes de BRAGG en fibra óptica”, 6º Congreso español de metrología. San Fernando de Cádiz (España).

PUBLICACIÓN: Libro de contribuciones a 6º Congreso español de metrología en formato digital (<http://www.congresodemetrologia.es/>), R4 (2017).

- (22) H. Álvarez-Martínez*, J. Galindo-Santos, J. L. de Miguel, A. V. Velasco, P. Corredera, “Calibración de células de absorción como referencias de longitud de onda para comunicaciones ópticas”, 6º Congreso español de metrología. San Fernando de Cádiz (España).

PUBLICACIÓN: Libro de contribuciones a 6º Congreso español de metrología en formato digital (<http://www.congresodemetrologia.es/>), R90 (2017).